PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 15. 1. August 1906. 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 16 am 1. August 1906.

INHALT.

Originalmitteilungen:

M. Levin, Über den Ursprung der β-Strahlen des Thoriums und Aktiniums. S. 513.

M. Levin, Über die Absorption der α-Strahlen des Poloniums. S. 519.

G. C. Simpson, Ist der Staub in der Atmosphäre geladen? S. 521.

C. B. Thwing, Messungen des inneren Temperaturgradienten bei gewöhnlichen Substanzen. S. 522.

G. Benischke, Die Abhängigkeit elektrostatischer Spannungszeiger von Wechselzahl und Wellenform. S. 525.

L. Kann, Magnetischer Nachweis von Materialfehlern, Gußblasen u. dgl. im Eisen. S. 526.

P. Ehrenfest, Bemerkung zu einer neuen Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes. S. 527.

P. Ehrenfest, Zur Planckschen Strahlungstheorie. S. 528.

D. Chmyrow u. N. Slatowratsky, Über diffuse Zerstreuung polarisierten Lichtes von matten Oberflächen. S. 533.

O. Martienssen, Die Verwendbarkeit des Rotationskompasses als Ersatz des magnetischen Kompasses. S. 535.

K. Marbe, Objektive Bestimmung der Schwingungszahlen Königscher Flammen ohne Photographie. S. 543.

Mitteilungen aus dem Physikalischen Institut der Universität Pisa:
S. Chella, Messung des inneren Reibungskoeffizienten der Luft bei niedriger Temperatur. S. 546.

Berichte über wissenschaftliche Versammlungen:

47. Hauptversammlung des Vereins Deutscher Ingenieure in Berlin am 11., 12. und 13. Juni 1906. S. 548.

Besprechungen:

J. Thomsen, Systematische Durchführung thermochemischer Untersuchungen, Zahlenwerte und theoretische Ergebnisse. S. 549.

S. Arrhenius, Theorien der Chemie. S. 549.

Handbuch der anorganischen Chemie. III, 1. S. 549.

Jahrbuch der Naturwissenschaften. XXI. S. 550.

Weitere Literatur der physikalischen Technik.

K. Schreber u. P. Springmann, Experimentierende Physik. II. S. 550.

F. C. G. Müller, Technik des physikalischen Unterrichts nebst Einführung in die Chemie. S. 550.

K. Kraus, Experimentierkunde. S. 550.

P. Duhem, Der Entwicklungsgang der Statik. I. S. 550.

A. Jaquet, Über die physiologische Wirkung des Höhenklimas. S. 551.

E. S. Faust, Die tierischen Gifte. S. 551.

G. F. Lipps, Die psychischen Maßmethoden. S. 551.

M. v. Rohr, Die optischen Instrumente. S. 551.

G. de Metz, Die künstliche Doppelbrechung in Flüssigkeiten. S. 551.

W. Ahrens, Scherz und Ernst in der Mathematik. S. 552.

E. Grimsehl, Angewandte Potentialtheorie. I. S. 552.

W. Müller, Wasserkraft. S. 552.

Personalien. S. 552.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über den Ursprung der β-Strahlen des Thoriums und Aktiniums.

Von M. Levin.

Die vorliegende Untersuchung wurde unternommen, um festzustellen, welche Produkte von Thorium und Aktinium β-Strahlen aussenden. Die Strahlungen der Umwandlungsprodukte des Radiums[1]) sind vollständig untersucht, und es ist gezeigt, daß nur Radium *C*, das letzte der schnelleren Umwandlungsprodukte des Radiums, durchdringende β-Strahlen aussendet. Nach einer neuen Untersuchung von H. W. Schmidt[2]) sendet jedoch auch Radium *B*, das bisher als strahlenlos angesehen wurde, β-Strahlen aus, aber von sehr viel geringerem Durchdringungsvermögen als Radium *C*. Im folgenden handelt es sich nicht um die Untersuchung der Elektronen geringer Geschwindigkeit, die zuerst von J. J. Thomson[3]) beobachtet und später von Miß Slater[4]) eingehender behandelt sind. Diese Elektronen von kleiner Geschwindigkeit haben ein viel geringeres Durchdringungsvermögen als die gewöhnlichen β-Strahlen. Ewers[1]) hat in neuester Zeit gezeigt, daß die Geschwindigkeit von langsamen Elektronen, die von Radiotellur ausgesandt werden, ungefähr 3×10^8 Zentimenter per Sekunde oder weniger als ein Fünfzigstel der Geschwindigkeit beträgt, die die β-Strahlen von Radium *C* im Durchschnitt besitzen. In der vorliegenden Arbeit werden nur β-Strahlen von großer Penetranz behandelt werden, die z. B. beim Passieren einer Aluminiumschicht von 0,1 mm Dicke eine Absorption von nur wenigen Prozenten erfahren.

1) Rutherford, Phil. Trans. A **204**, 169, 1904.
2) Diese Zeitschr. **6**, 897, 1905.
3) Proc. Cambr. Soc. Nov. 14, 1904.
4) Phil. Mag. Okt. 1905.

Thorium *X*.

Im Laufe seiner radioaktiven Umwandlung bildet das Thorium nacheinander Radiothorium[2]), Thorium *X* und die Thoriumemanation.[3]) Die letztere zersetzt sich zu dem aktiven Beschlag, der drei Produkte enthält: Thorium *A*, Thorium *B*[4]) und Thorium *C*[5]). Rutherford hat gezeigt, daß die Thoriumemanation nur α-Strahlen, der aktive Beschlag aber α-, β- und γ-Strahlen aussendet. Da das Thorium *A* strahlenlos ist, rührt die gesamte induzierte Aktivität von

1) Diese Zeitschr. **7**, 148, 1906.
2) O. Hahn, Jahrb. d. Radioak. **2**, 233, 1905.
3) Rutherford u. Soddy, Phil. Mag. Mai 1903.
4) Rutherford, Phil. Trans. A. **204**, 1904.
5) O. Hahn, diese Zeitschr. **7**, 412, 456, 1906.

Thorium B oder den späteren Produkten her. Es war bisher nicht mit Sicherheit bekannt, ob Thorium bezw. Radiothorium und Thorium X neben den α-Strahlen auch β-Strahlen aussenden.[1])

Um diese Frage zu entscheiden, war es notwendig, Thorium und Thorium X von allen anderen Produkten zu befreien und sie dann auf β-Strahlung zu prüfen.

Thorium X wurde von Thorium in der üblichen Weise durch Fällung des Thoriums mit Ammoniak getrennt. Zur Trennung des aktiven Beschlags vom Thorium X bieten sich verschiedene Wege. Da der aktive Beschlag aus der Emanation entsteht, kann man eine Lösung von Thorium X von der induzierten Aktivität befreien, indem man die Emanation durch lebhaftes Kochen oder mit Hilfe eines Luftstromes solange aus der Lösung entfernt, bis sich der anfangs vorhandene aktive Beschlag zersetzt hat. Eine andere Möglichkeit ist die, Thorium A und Thorium B auf chemischem[2]) Wege abzuscheiden, oder nach einer der Methoden, die aus den Untersuchungen von Lerchs[3]) bekannt sind. Am einfachsten erwies es sich jedoch wegen der Schnelligkeit, mit der die Emanation neu entsteht und die induzierte Aktivität nachbildet, Thorium A, B und C durch starkes Glühen zu entfernen. Das folgende Verfahren wurde angewandt. Das Ammoniakfiltrat wurde von den Thoriumspuren, die zunächst in Lösung bleiben, durch mehrfache Fällung mit Ammoniak befreit. Die Lösung von Thorium X wurde dann eingedampft, auf einen Platindeckel gebracht und über dem Gebläse erhitzt. Sofort nach dem Abkühlen wurde die β-Aktivität gemessen. Der Platindeckel wurde zu diesem Zwecke unter ein Wilson-Elektroskop[4]) gelegt, dessen Boden durch eine Aluminiumplatte von 0,06 mm Dicke verschlossen war. Diese Dicke ist ausreichend, alle α-Strahlen vollständig zu absorbieren. Die α-Aktivität wurde mit Hilfe eines Dolezalek-Elektrometers gemessen.

Die Resultate eines Versuchs sind in Figur 1 wiedergegeben. In der Figur bedeuten die Abszissen die Zeit in Tagen, gerechnet vom Ende des Erhitzens, die Ordinaten die Aktivitäten bezogen auf die Maximalaktivität gleich 100. Zwischen dem Aussehen der α- und β-Kurven besteht eine große Ähnlichkeit, nur im Beginn ist ein Unterschied vorhanden. Der Anfangswert der α-Aktivität beträgt etwa 60 Prozent des Maximums, das nach etwa einem Tage erreicht wird, während gleich nach dem Erhitzen die β-Aktivität nur 3,5 Prozent beträgt.

1) Vgl. Rutherford, Radioaktivity, S. 363, 1905.
2) Schlundt u. Moore, Journ. Phys. Chem. **9**, 1905.
3) Sitzungsber. Wien, Akad. März 1905.
4) Vgl. Miß Gates Phys. Rev. Mai 1903.

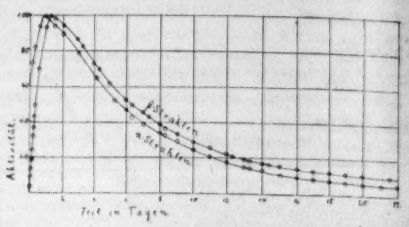


Fig. 1.

Das schnelle Ansteigen der Kurven entspricht der Erwartung, da die Emanation und der aktive Beschlag sich schnell neu bilden. Das Maximum ist erreicht, wenn sich die induzierte Aktivität mit dem Thorium X angenähert im Gleichgewicht befindet. Die α- und β-Aktivitäten fallen dann ab, einem Exponentialgesetz mit der Periode von Thorium X folgend, d. h. die Aktivität fällt in ungefähr 4 Tagen auf die Hälfte ihres Wertes. Der Charakter dieser Kurven entspricht den Forderungen der Theorie.

Der oben erwähnte Versuch ist mit einem aus Radiothorium hergestellten Thorium X gemacht, das ich der Güte von Dr. Hahn verdanke. Andere Versuche, die mit Thorium X angestellt wurden, das aus dem Thorium des Handels abgeschieden war, gaben ähnliche Resultate. Die Versuche lassen sich jedoch einfacher mit dem Radiothorium X ausführen. Das Thorium X aus gewöhnlichem Thorium enthält immer Verunreinigungen, die schwierig zu entfernen sind, weil jede erneute Fällung auch etwas Thorium X mitreißt. Die vollständige Verjagung des aktiven Beschlages war unter diesen Umständen schwierig. Thorium A ließ sich fast vollständig durch 10 Minuten langes Erhitzen über dem Gebläse vertreiben, Thorium B blieb aber immer in geringer Menge zurück, auch nachdem das Präparat in einem Gebläseofen über den Schmelzpunkt des Eisens erhitzt war. Infolgedessen waren die Anfangswerte der α- und β-Aktivität höher als die entsprechenden Werte in Figur 1. In dem Maße, wie Thorium B zerfiel, nahmen die α- und β-Aktivität zunächst ab, passierten ein Minimum und wuchsen dann wieder, um weiterhin genau das Bild von Figur 1 zu zeigen.

In einer neueren Untersuchung hat O. Hahn gezeigt, daß der aktive Beschlag des Thoriums 2 wohlunterschiedene α-Produkte enthält, Thorium B und Thorium C.[1]) Wenn jedes der 4 α-Produkte, die demnach im Thorium X vorhanden sind, im gleichen Maße zu der gesamten Aktivität beiträgt, so sollte die Aktivität, die von Thorium X und der Emanation herrührt, 50 Prozent der gesamten betragen. Nach völ-

1) l. c.

liger Entfernung der induzierten Aktivität stammt der beobachtete Anfangswert der α-Aktivität von Thorium X und der Emanation her, denn infolge ihres schnellen Zerfalls erreicht die letztere ihr Gleichgewicht schon in der kurzen Zeit, die zwischen dem Erhitzen und der ersten Messung liegt. Während der Zeit, die bis zur Erreichung des Maximums vergeht, hat das Thorium X selbst dauernd abgenommen, die beobachtete Maximalaktivität ist demgemäß kleiner als der Wert, den die Menge des anfänglich vorhandenen Thorium X im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten ergeben würde. Dieser theoretische Wert kann auf einfache Weise erhalten werden, wenn man die Logarithmen der Abfallskurve von Thorium X graphisch aufträgt und die so erhaltene Gerade bis zur Zeit Null verlängert. Auf diesem Wege wurden 126 Proz. als theoretischer Anfangswert gefunden. Und für die Aktivität von Thorium X und der Emanation zusammen ergibt sich 48 Proz. in guter Übereinstimmung mit der oben gemachten Annahme.

Ähnlich reduziert sich die anfängliche β-Aktivität auf 2,6 Proz. Bei anderen Versuchen wurden für sie die Werte 3,1, 2,8, 2,9 Proz. gefunden. Wenn Thorium X β-Strahlen aussenden würde, müßte man für den Anfangswert etwa 50 Proz. erwarten, also einen Wert von ganz anderer Größenordnung. Es ist daher zu schließen, daß die Umwandlung von Thorium X in die Emanation nur von der Aussendung von α-Strahlen begleitet wird.

Wie Figur 1 zeigt, erreicht die α-Aktivität ihr Maximum früher als die β-Aktivität. Dieser zunächst auffallend erscheinende Befund läßt sich einfach erklären, wenn man in Betracht zieht, daß Thorium X keine β-Strahlen aussendet.[1]) Zieht man die Exponentialkurve des Zerfalls von Thorium X durch den Anfangspunkt der α-Aktivität, so wird hierdurch die Abnahme der Aktivität von Thorium X und der Emanation dargestellt. Verkleinert man andererseits die Ordinaten der β-Kurve im Verhältnis 1 : 2, so erhält man eine Kurve, die im angenähert richtigen Maß die Änderung der induzierten Aktivität allein wiedergibt. Durch Superposition dieser beiden Kurven ergibt sich die beobachtete α-Kurve. Man sieht so auch ohne Rechnung, daß das Maximum dieser Kurve früher erreicht werden muß als das der β-Kurve.

Einige Bemerkungen mögen noch über die Abfallskonstante des Thorium X hinzugefügt werden. In den ersten Experimenten, die von Rutherford und Soddy angestellt sind, ist für die Zeit, nach welcher die Aktivität von Thorium X auf den halben Wert gesunken ist, der Wert von etwa 4 Tagen angegeben; v. Lerch gibt die Periode zu 3,637 Tagen an. In dem oben besprochenen Versuch mit Radiothorium X ergab sich für die Abfallskurve der α-Aktivität der Wert 3,67, für die der β-Aktivität 3,66 nach Abzug einer kleinen Restaktivität. Die Logarithmen der Aktivitäten lagen mit sehr geringen Abweichungen auf Geraden. Die Restaktivität rührte von Radiothorium und zu einem kleinen Teil von Radium her, diese Beimischung beeinflußt das obige Resultat in dem Sinne, daß der wahre Wert der Halbperiode um ein geringes kleiner sein muß. Das Mittel aus einigen anderen Versuchen und einer Erholungskurve des Thoriums gab den Wert 3,65; diese Zahlen sind somit in guter Übereinstimmung mit dem von v. Lerch angegebenen Werte.

Thorium.

Um Thorium von Thorium X und den späteren radioaktiven Produkten zu befreien, wurde in folgender Weise verfahren. Das Thorium wurde 8—10mal mit Ammoniak gefällt, um alles Thorium X zu entfernen. Das gefällte Thoriumhydroxyd wurde dann erhitzt, um den aktiven Beschlag zu vertreiben, der in Ammoniak unlöslich ist. Hierzu erwies sich ein Gebläseofen als notwendig. Nach dem Erhitzen wurde die α- und β-Aktivität gemessen. Beide Aktivitäten nahmen zunächst um wenige Prozente ab, weil sich die induzierte Aktivität nicht völlig hatte entfernen lassen; nach kurzer Zeit begannen sie wieder zu steigen, um nach etwa einem Monat ein Maximum zu erreichen. Der niedrigste Wert der α-Aktivität, der auf diesem Wege erhalten wurde, betrug 23 Prozent des Maximums, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Rutherford und Soddy. Für das Minimum der β-Aktivität ergaben zwei Versuche die Werte 4,0 und 2,8 Prozent. Es geht hieraus hervor, daß Thorium bezw. Radiothorium keine β-Strahlen aussendet. Der kleine Wert, der für die β-Aktivität gefunden wurde, ist unzweifelhaft wie auch in dem Falle von Thorium X den Spuren noch vorhandener induzierter Aktivität zuzuschreiben.

Man könnte denken, das Thorium frei von β-Strahlen zu erhalten, wenn man es ohne Entfernung von Thorium X einer hohen Temperatur aussetzte. Ein Versuch in dieser Richtung ergab ein negatives Resultat, es ist offenbar unmöglich, den aktiven Beschlag durch Erhitzen zu verjagen, wenn er in eine große Menge Substanz eingebettet ist.

Aktinium X.

Von den Umwandlungsprodukten des Aktiniums ist bekannt, daß die Aktiniumemana-

1) Für das folgende vergl. Rutherford, Radioactivity, Kap. 9, 1905.

tion[1]) α-Strahlen aussendet; es wird unten gezeigt werden, daß sie keine β-Strahlen aussendet. Der aus der Aktiniumemanation entstehende aktive Beschlag besteht aus zwei Produkten, Aktinium A und Aktinium B[1]), das erstere ist strahlenlos, das zweite sendet α-, β- und γ-Strahlen aus. Godlewski[2]) stellt in seiner Arbeit über Aktinium fest, das Aktinium X wahrscheinlich ebensowohl α- wie β-Strahlen aussendet. Es ist oben gezeigt, daß das Produkt Thorium X der Thoriumreihe, welchem das Aktinium X der Aktiniumreihe entspricht, nur α-Strahlen aussendet. Die große Analogie, die zwischen Thorium und Aktinium besteht, sowohl hinsichtlich des Charakters ihrer Umwandlungsprodukte, wie der Strahlen, die von diesen ausgesandt werden, legte eine eingehendere Untersuchung nahe, ob Aktinium X β-Strahlen aussendet oder nicht.

Für diese Versuche wurde das Emanium von Giesel verwandt. Das Aktinium X wurde mit Ammoniak vom Aktinium getrennt. Da der aktive Beschlag des Aktiniums leichter flüchtig ist[3]) als der des Thoriums, so wurde nur die Erhitzungsmethode angewandt, um das Aktinium X frei von seinen Umwandlungsprodukten zu erhalten, die im Filtrat mit dem Aktinium X verbleiben. Dennoch war es hier schwieriger, zum Ziele zu kommen als im Falle des Thorium X, weil die Verunreinigungen durch seltene Erden, die in dem Emanationskörper vorhanden sind, den aktiven Beschlag hartnäckig festhalten. Sehr viele Fällungen waren zum Zweck der Entfernung dieser Verunreinigungen erforderlich, bevor sich der aktive Beschlag verflüchtigen ließ.

Die Ergebnisse eines Versuchs sind in Figur 2 wiedergegeben, in der gleichen Weise wie in Figur 1.

1) Miß Brooks, Phil. Mag. Sept. 1904.
2) Godlewski, Phil. Mag. Juli 1905.
3) Nach Messungen des Verfassers, die später veröffentlicht werden sollen, beginnen Aktinium A und Aktinium B bei 400° bezw. 700° flüchtig zu werden.

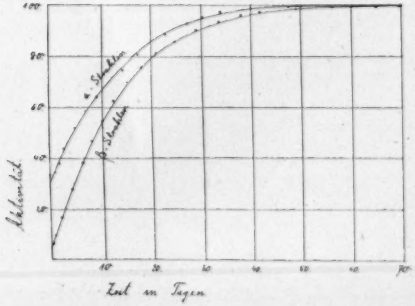


Fig. 2.

Der anfängliche Abfall der Aktivität, der in einigen Versuchen mit Thorium X beobachtet war, wurde nicht am Aktinium X gefunden, zuweilen waren die Kurven für einige Minuten im Anfange nahezu horizontal, was andeutet, daß der aktive Beschlag nicht völlig entfernt war. Die Aktivitäten nahmen schnell innerhalb von etwa 3 Stunden zu einem Maximum zu, infolge der Neubildung des aktiven Beschlags aus der Emanation. Um die Aktivitäten für die Zeit zu finden, wo mit dem Erhitzen aufgehört wurde, wurden die Kurven über wenige Minuten auf diese Zeit extrapoliert. Auf diesem Wege fand sich die anfängliche α-Aktivität zwischen 72 und 76 Prozent des Maximums, während die Anfangswerte der β-Aktivität in verschiedenen Versuchen 2,5, 3,5, und 5 Prozent betrugen.

Diese Werte würden nur in sehr geringem Maße verkleinert werden, wenn man wie beim Thorium X dem Umstande Rechnung tragen wollte, daß die Gleichgewichtsaktivität im Anfang höher sein würde als das erreichte Maximum. Im Falle des Aktinium X vergehen nur etwa 3 Stunden bis das Maximum erreicht ist, und in dieser Zeit ist von dem Aktinium X gemäß seiner langsamen Umwandlung weniger als 1 Proz. zerfallen.

Wenn das Aktinium X sich im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten befindet, so sind drei α-Produkte zugegen, Aktinium X, die Emanation und Aktinium B, ein Analogon zu Thorium C existiert nicht, wie aus einer demnächst erscheinenden Arbeit von Dr. Hahn hervorgeht. Würden diese drei im gleichen Verhältnis zur Ionisation beitragen, so sollte man erwarten, daß der Anfangswert der α-Aktivität etwa 67 Proz. betragen würde, während der kleinste beobachtete Wert 72 Proz. betrug.

Aus den Messungen der β-Aktivität ist zu schließen, daß Aktinium X keine β-Strahlen aussendet, sondern nur α-Strahlen, und also in dieser Beziehung sich ganz analog zu dem Thorium X verhält.

Die Aktiniumemanation ist bereits innerhalb einer Minute im Gleichgewicht mit Aktinium X, es geht also aus den Versuchen hervor, daß auch die Aktiniumemanation keine β-Strahlen aussendet.

Godlewski ist zu dem Schluß, daß Aktinium X β-Strahlen aussende, gekommen, weil es ihm nicht gelang, die β-Aktivität durch Erhitzung auf weniger als die Hälfte ihres Maximums zu reduzieren. Es erscheint wahrscheinlich, daß der oben erwähnte Einfluß der Verunreinigungen das Entweichen des aktiven Beschlags verhindert hat.

Da der aktive Beschlag des Aktiniums aus dem strahlenlosen Produkt Aktinium A mit einer Periode von etwa 36 Minuten und aus

Aktinium B mit einer Periode von 2,15 Minuten besteht, so ist zu erwarten, daß die Erholungskurve des Aktinium X komplementär zu der Zerfallskurve der induzierten Aktivität ist, wenn diese lange Zeit der Emanation exponiert war. Dieses war der Fall. Aus der Berechnung einer Anzahl von Erholungskurven wurde als Mittelwert für die Periode von Aktinium A 36 Minuten gefunden, in enger Übereinstimmung mit den Resultaten von Bronson, Hahn und Sackur, und Meyer und Schweidler.

Aktinium.

Godlewski hat durch wiederholte Fällung mit Ammoniak Aktinium fast frei von α- und β-Strahlen erhalten, und daher geschlossen, daß Aktinium strahlenlos ist. Im Verlauf dieser Untersuchung wurden die Versuche von Godlewski in der von ihm beschriebenen Weise wiederholt. In Figur 3[1]) sind die erhaltenen

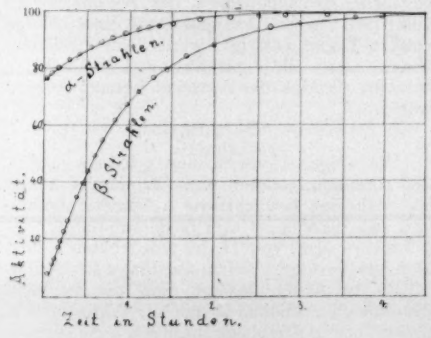


Fig. 3.

Resultate, die Erholungskurven der α- und β-Aktivität wiedergegeben. Die Berechnung der Zerfallsperiode von Aktinium X aus der Erholungskurve ergab einen Wert von etwa 10 Tagen in enger Übereinstimmung mit dem Wert, der ursprünglich von Godlewski angegeben, und später von Meyer und Schweidler bestätigt ist.

Aus dem kleinen Anfangswert der β-Strahlenkurve geht hervor, daß Aktinium keine β-Strahlen aussendet; in anderen Versuchen lag der Anfangswert der β-Strahlung zwischen 3 und 5 Proz. des schließlich erreichten Maximums.

Zwischen den Ergebnissen meiner Versuche und den Befunden Godlewskis besteht jedoch ein wesentlicher Unterschied. Der letztere hat gefunden, daß Aktinium, wenn es von Aktinium X befreit ist, eine sehr geringe α-Strahlenaktivität zeigt, während in meinen Versuchen die α-Strahlenaktivität immer mehr als etwa 28 Proz. betrug. Dieses Ergebnis war sehr auffallend, und es soll im folgenden über Versuche berichtet werden, die unternommen wurden, es aufzuklären. Es kann zunächst auf mehrere verschiedene Methoden gezeigt werden, daß die nicht entfernbare α-Strahlenaktivität nicht von Aktinium X herrührt. Der kleine Anfangswert der β-Aktivität zeigt, daß nur eine sehr geringe Menge des aktiven Beschlags vorhanden war. Wäre ein merkbarer Betrag von Aktinium X zugegen gewesen, so sollten sowohl die α- wie die β-Aktivität in den ersten Stunden nach Beginn der Messung rapide angestiegen sein (vgl. Figur 2), ein derartiger Anstieg wurde jedoch nicht beobachtet. Die Abwesenheit von Aktinium X wurde noch auf anderem Wege geprüft. Ein schneller Luftstrom wurde durch die Aktiniumlösung gesogen und in ein Elektroskop geleitet. Die Entladungsgeschwindigkeit des Elektroskops war sehr gering verglichen mit derjenigen, die ein Luftstrom unter genau den gleichen Bedingungen hervorrief, wenn er durch eine Lösung des Aktinium X perlte, das vorher von dem Aktinium abgetrennt war. Da die Menge der Emanation ein direktes Maß der Menge des Aktinium X ist, geht aus diesem Versuche zur Evidenz hervor, daß die α-Strahlenaktivität des Aktiniums nicht von Aktinium X herrühren kann.

Ein unerwartetes Resultat wurde ferner noch mit einem anderen Aktiniumpräparat erhalten. Sowohl die α- wie β-Strahlenaktivitäten wuchsen rapide an und erreichten ein Maximum nach 20 Tagen, statt nach 60 Tagen, wie zu erwarten gewesen wäre. Die Hälfte des Maximumwertes war nach 4 Tagen erreicht, statt nach 10 Tagen, wie es hätte sein sollen, wenn die Erholung des Aktiniums von der Neubildung des Aktinium X herrührt. Die anfängliche β-Aktivität war auch in diesem Falle sehr gering, während der Anfangswert der α-Aktivität auffallenderweise 40 Proz. betrug, ein Wert der aus den bekannten radioaktiven Umwandlungen des Aktiniums nicht zu erklären war. Dieses Aktiniumpräparat, welches sich so unregelmäßig verhielt, war so erhalten, daß die Filtration gleich nach der Fällung mit Ammoniak vorgenommen war, statt den Niederschlag sich auf dem Wasserbade absetzen zu lassen, wie von Godlewski empfohlen ist.

1) Die Messungen der Aktivität wurden zweimal täglich im Beginn der Erholungszeit vorgenommen, und einmal am Tage gegen ihr Ende; nur so viele Punkte sind in der Figur wiedergegeben, um eine Vorstellung von der durchschnittlichen Genauigkeit der Messungen zu geben. In mehreren Fällen wurde eine plötzliche Unregelmäßigkeit der Aktivität des Präparats beobachtet, die nicht auf Messungsfehler zurückzuführen war; ein Uranoxydpräparat, das als Standard diente, wurde unter den gleichen Bedingungen gemessen und zeigte keine entsprechende Änderung seiner Aktivität. Ähnliche Beobachtungen sind bereits von Godlewski am Aktinium gemacht.

Während dieser Versuch wiederholt wurde, um die anomale Erholungskurve eingehender zu prüfen, kam unabhängig Dr. Hahn, der in dem gleichen Laboratorium arbeitete, auf Grund von Versuchen, die er mehrere Monate früher begonnen hatte, zu dem Schluß, daß ein neues Produkt zwischen Aktinium und Aktinium X besteht, das von ihm Radioaktinium genannt ist. Hahn zeigte, daß dieses Produkt α-Strahlen aussendet, und eine Periode von etwa 20 Tagen hat. Ein kurzer Bericht hierüber ist von Dr. Hahn in der Nature (April 1906) und in den Berliner Berichten der deutschen chemischen Gesellschaft[1]) gegeben.

Hahn hat das Radioaktinium vom Aktinium mit Hilfe eines Schwefelniederschlags getrennt, der das Radioaktinium mitreißt; das Aktinium, das auf diesem Wege inaktiv erhalten wird, gewinnt seine Aktivität mit einer Periode von etwa 20 Tagen wieder. Die Aktivität des Radioaktiniums steigt in etwa 20 Tagen zu einem Maximum an, sinkt dann wieder und fällt schließlich ab, einem Exponentialgesetz mit einer Periode von 20 Tagen folgend. Der Anstieg rührt von der Bildung des Aktinium X und seiner weiteren Umwandlungsprodukte her, wie Hahn dadurch nachgewiesen hat, daß er Aktinium X von einem Radioaktiniumpräparat abgetrennt hat, das einige Wochen alt und im Anfang frei von Aktinium X war.

Im Lichte dieser Versuche erfahren die anomalen Resultate, die ich erhalten hatte, sofort eine einfache Erklärung. Die nicht abtrennbare α-Aktivität, welche ich beobachtet hatte, rührt nicht von dem Aktinium selbst, sondern von Radioaktinium her.

Die Erholungskurve, deren Maximum nach 20 Tagen erreicht war, ist nicht die Erholungskurve von Aktinium, sondern von Radioaktinium; dieses wurde durch den Umstand bestätigt, daß die Aktivität des Präparats analog den Versuchen von Hahn, nach Passieren des Maximums wieder abnahm; auch der auffallende Wert der anfänglichen α-Aktivität findet seine Erklärung.

Die Abtrennung des Aktiniums von dem Präparat ist dadurch herbeigeführt, daß dem Niederschlage mit Ammoniak keine Zeit gelassen war, sich abzusetzen. Wenn das Filtrat, das man auf diese Weise erhält, für einige Zeit steht, beginnt es trübe zu werden; man erhält dann durch wiederholtes Kochen aus der Lösung einen Niederschlag, der das Aktinium selbst enthält. Die α-Strahlenaktivität dieses Präparats ist im Anfang sehr gering und steigt während dreier Monate an infolge der Bildung von Radioaktinium und Aktinium X.

Es mag von Interesse sein, noch einige Versuche anzuführen, welche einwandfrei zeigen, daß Aktinium X fast völlig von Aktinium getrennt werden kann. Nachdem Aktinium 10mal in schneller Folge mit Ammoniak gefällt war, wurde es von neuem gelöst, und seine Emanationsfähigkeit in der oben beschriebenen Weise geprüft. Die Entladungsgeschwindigkeit des Elektroskops betrug weniger als $^1/_{1000}$ von der, die das Aktinium X hervorrief, das mit dem Aktinium im Gleichgewicht gewesen war. Es war also kaum eine Spur von Aktinium X in dem Präparat zurückgeblieben.

Godlewski hat einige Schwierigkeiten gefunden, das Aktinium durch wiederholte Fällung mit Ammoniak vollständig frei von α-Strahlen zu erhalten. Diese Schwierigkeit rührt nicht von der Gegenwart von Aktinium X, sondern von Radioaktinium her. Zweifellos hat Godlewski im Laufe der von ihm vorgenommenen wiederholten Ammoniakfällungen irgendwie auch das Radioaktinium abgetrennt. Die von ihm gegebene Erholungskurve des Aktiniums, die von einem kleinen Anfangswert mit einer Periode von 10 Tagen ansteigt, würde eine Erklärung finden, wenn die β-Strahlen und nicht die α-Strahlen als Maß der Aktivität benutzt worden wären.

Schluß.

Die obigen Untersuchungen haben gezeigt, daß Aktinium, welches von Aktinium X befreit ist, noch eine beträchtliche α-Aktivität besitzt, und daß diese nicht von Aktinium selbst, sondern von dem von Hahn entdeckten Radioaktinium herrührt. Aktinium selbst ist strahlenlos.

Es ist ferner gezeigt, daß die Produkte Thorium X, Aktinium X und die Aktiniumemanation nur α-Strahlung besitzen. So senden von den zahlreichen Produkten des Thoriums und Aktiniums nur die letzten der Reihen β-Strahlen aus. Alle anderen Produkte emittieren entweder nur α-Strahlen oder sind strahlenlos. Die β-Strahlen, die Thorium im Gleichgewichtszustande aussendet, kommen ausschließlich von Thorium B oder Thorium C, und höchstwahrscheinlich von dem letzteren; die β-Strahlen des Aktiniums stammen nur von Aktinium B her. Dieses Resultat zeigt klar die bemerkenswerte Ähnlichkeit, die zwischen der Umwandlungsform des Thoriums und der des Aktiniums nicht nur hinsichtlich der Anzahl und chemischen Eigenschaften ihrer Produkte besteht, sondern auch mit Rücksicht auf die jeweils emittierte Strahlengattung.

In der Bakerian-Lecture hat Rutherford darauf hingewiesen, daß die Emission der β-Strahlen bei der letzten schnellen Umwandlung der radioaktiven Elemente wahrscheinlich mehr als ein Zufall sei und die Erreichung eines Gleichgewichtszustandes in dem Atomzerfall

1) Berl. Ber. 1906.

andeute. Sowohl im Falle des Thoriums wie in dem des Aktiniums erfolgt die Emission einer β-Partikel zugleich mit einer α-Partikel nur während der letzten schnellen Umwandlung und die Atome der resultierenden Körper sind entweder dauernd stabil oder erfahren nur eine sehr langsame Umwandlung. Im Falle des Radiums findet die Emission von α- und β-Partikeln zugleich nur beim Radium *C* statt, und das entstehende Produkt Radium *D* ist verhältnismäßig stabil. Diese Eigentümlichkeit der Umwandlungsform der radioaktiven Elemente ist sicher auffallend und mag sich vielleicht als von einiger theoretischen Bedeutung erweisen.

Ich danke Herrn Professor Rutherford aufrichtig für die Hilfe, die er mir bei der Ausführung dieser Arbeit gewährt hat, die ich auf seine Anregung unternahm, und für die Einführung in das Studium der Radioaktivität, die ich von ihm erfahren habe.

Mc. Donald Physics Building. Mc Gill University.

Montreal, 15. Mai 1906.

(Eingegangen, 2. Juni 1906.)

Über die Absorption der α-Strahlen des Poloniums.

Von M. Levin.

In ihren bekannten Untersuchungen über die α-Strahlen des Radiums haben Bragg und Kleeman[1]) gezeigt, daß die α-Partikeln sich gradlinig bewegen, während ihres Laufes ihre Energie durch Ionisierung verlieren, bis ihre Geschwindigkeit so klein wird, daß ihr Ionisierungsvermögen verschwindet. Bragg und Kleeman haben ferner gezeigt, daß die α-Partikeln Ionisierungsvermögen nur innerhalb einer gewissen Entfernung von ihrer Quelle besitzen, und daß dieser Abstand scharf definiert ist. Aus den Untersuchungen über die α-Strahlen des Radiums geht hervor, daß jedes der vier α-Strahlenprodukte des Radiums α-Strahlen aussendet, die den gleichen Ionisierungsabstand in Luft und dieselbe Anfangsgeschwindigkeit haben, und daß diese Abstände und Geschwindigkeiten für die verschiedenen Produkte verschieden sind. Dieses ist durch Versuche von Rutherford[2]) bestätigt, der gezeigt hat, daß die photographische und Phosphoreszenzwirkung der α-Strahlen plötzlich abbricht; die Abstände, die mit diesen beiden Methoden gefunden wurden, stimmen gut mit denen überein, die Bragg und Kleeman mit Hilfe der elektrischen Methode bestimmt haben.

1) Phil. Mag. Dez. 1904; Sept. 1905; April 1906.
2) Phil. Mag. Juli 1905.

Da die α-Partikeln einer dicken Schicht einer einheitlichen radioaktiven Substanz aus verschiedener Tiefe kommen, bewegen sich die α-Partikeln nach Verlassen der Schicht mit verschiedenen Geschwindigkeiten. Aus diesem Grunde ist es vorteilhaft, mit dünnen Schichten zu arbeiten. Da die aktiven Beschläge von radioaktiven Emanationen sich auf Körper in unendlich dünner Schicht niederschlagen, stellen sie ideale Quellen für diese Art von Versuchen dar. So ist der Ionisierungsabstand des Radium *C* von Mc Clung[1]) mit Hilfe eines Drahtes gemessen, der der Radiumemanation ausgesetzt gewesen war und auf dem gleichen Wege sind kürzlich von Hahn[2]) die Abstände des Thorium *B* und Thorium *C* bestimmt. Wie Bragg bereits in seiner ersten Abhandlung ausgeführt hat, würde aus dem gleichen Grunde Polonium eine sehr geeignete Strahlenquelle darstellen, da es in sehr dünner Schicht auf Wismut niedergeschlagen wird.

Der Zweck der vorliegenden Untersuchung war, den Ionisierungsabstand der α-Strahlen des Poloniums in Luft zu messen. Da die α-Strahlen jedes radioaktiven Produktes ihren eigenen Ionisierungsabstand besitzen, so ist er ähnlich der Zerfallsperiode für jede radioaktive Umwandlung charakteristisch und seine genaue Kenntnis scheint in dem gegenwärtigen Stande der Forschung von Wichtigkeit. Es war auch wichtig, die Ionisation, die die α-Strahlen des Poloniums hervorrufen, in verschiedenen Abständen von der Strahlenquelle zu untersuchen, um festzustellen, ob Polonium nur eine α-Strahlenart aussendet. Die oben erwähnte Untersuchung des aktiven Beschlags des Thoriums von Hahn hatte die unerwartete Tatsache enthüllt, daß in ihm zwei verschiedene α-Strahlenprodukte statt eines, wie früher angenommen, vorhanden waren.

Für die Versuche wurde ein Wismutstab verwandt, der mit einer dünnen Schicht von Polonium (Radiotellurium) überzogen war; der Stab war von Sthamer, Hamburg, bezogen.

Versuche mit der Szintillationsmethode.

Zunächst wurde der Ionisierungsabstand in Luft mit der Szintillationsmethode in der üblichen Weise bestimmt. Der aktive Stab wurde unter einen Zinksulfidschirm gelegt und der Abstand gemessen, bei dem die Szintillationen gerade verschwanden. Verschiedene Lagen Aluminiumfolie von etwa 0,0003 cm Dicke wurden über den Stab gebracht und der Abstand von neuem bestimmt. Die Ergebnisse einer Versuchsserie sind in Tabelle I wiedergegeben.

1) Phil. Mag. Jan. 1906.
2) Diese Zeitschr. **7**, 412, 456, 1906.

Tabelle I.

Anzahl von Aluminiumfolien	Entfernung zwischen Stab und Schirm in cm	Lufthöhe in cm, die einer Aluminiumschicht entspricht
0	3,78	
1	3,29	0,49
2	2,78	0,50
3	2,30	0,49
4	1,84	0,48
5	1,35	0,49
6	0,82	0,49
7	0,32	0,50
		0,49

Nach diesen Versuchen ist der Ionisierungsabstand in Luft 3,78 cm. Trägt man die Anzahl der Aluminiumlagen als Abszissen und die Abstände als Ordinaten auf, so erhält man nahe eine Gerade. Diese schneidet die Ordinatenachse ein wenig höher, als dem ohne Verwendung von Aluminiumfolie gemessenen Werte entspricht. In einer Versuchsreihe mit anderer Aluminiumfolie, für die 0,53 cm Luft einer Aluminiumlage entsprach, wurden die Werte 3,76 bezw. 3,79 gefunden. Adams[1]) hat einen Bericht über ähnliche Versuche vor der Versammlung der Amerikanischen Physikalischen Gesellschaft im Dezember 1905 gegeben. Ein kurzer Auszug seiner Resultate ist in der Physical Review veröffentlicht, doch sind bisher keine Zahlen mitgeteilt.

Messungen mit der elektrischen Methode.

Der Apparat, der für diese Messungen verwandt wurde, war dem von Bragg und Kleeman sehr ähnlich.[2]) Ein Metallgefäß enthielt die Ionisationskammer und den Poloniumstab. Die Kammer bestand aus zwei isolierten Platten, die etwa 0,5 cm voneinander entfernt waren. Die obere Platte war mit dem Elektrometer verbunden, die untere Platte, die aus Drahtgaze bestand, mit der Batterie. Der Poloniumstab wurde in die Höhlung eines Bleiblocks gelegt und mit einer 0,6 cm dicken Bleiplatte bedeckt. Ein kreisförmiges Loch von 0,4 cm Durchmesser durchsetzte die Bleiplatte vertikal. Der Bleiblock ruhte auf einem Stativ, das vertikal verschoben werden konnte. Der Strahlenkegel, der von dem Loche ausgeschnitten war, war so eng, daß der Querschnitt des Bündels niemals die Oberfläche der Kammer ganz bedeckte. Die Ionisation in der Kammer wurde für verschiedene Entfernungen des Stabes von der Kammer gemessen.

Zunächst wurde die Ionisation in Luft bestimmt. Die Ergebnisse sind in Fig. 1 graphisch wiedergegeben; die Ordinaten geben die Entfernung der Oberseite des Stabes von der Drahtgaze an, die Abszissen die Ionisation in willkürlichem Maß.

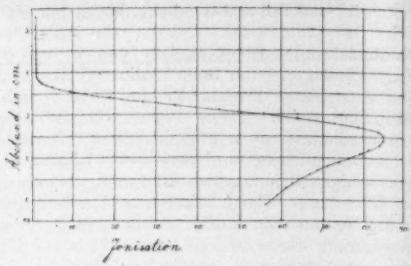


Fig. 1.

Die Kurven ähneln sehr denen, die Bragg und Kleeman und Mc Clung erhalten haben. Das Ionisierungsvermögen der α-Partikel nimmt stetig mit wachsender Entfernung zu, passiert ein wohldefiniertes Maximum und fällt dann rapide ab. Für eine engere Ionisationskammer und einen spitzeren Strahlenkegel würde dieser Abfall noch schneller gewesen sein. Aus dem Umstande, daß die Kurve einheitlich verläuft und nicht ein zweites Maximum besitzt, geht hervor, daß Polonium α-Strahlen von nur einer Art aussendet. Entfernungen, kleiner als 1,8 cm, sind allerdings nicht untersucht, doch ist es nach allem, was bisher bekannt ist, sehr unwahrscheinlich, daß ein α Strahlenprodukt mit einem Ionisierungsabstand von weniger als 1,5 cm existiert.

Fig. 2 gibt die Kurven wieder, die erhalten wurden, wenn der Stab mit verschiedenen Aluminiumlagen überdeckt war; die Zahlen der Kurven geben die Zahlen der verwandten Aluminiumfolien.

Die Figur zeigt, daß der allgemeine Cha-

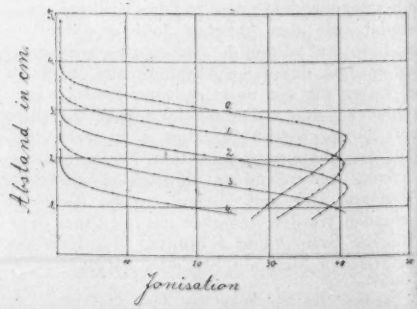


Fig. 2.

1) Phys. Review Febr. 1906.

2) Herrn Dr. Hahn bin ich zu Dank dafür verpflichtet, daß er mir den Gebrauch des Versuchsarrangements gestattete, das er vorher zur Bestimmung der Ionisierungsabstände des Thoriums und Aktiniums benutzt hatte.

rakter der Kurven nicht geändert wird, wenn die Strahlen eine oder mehrere Aluminiumschichten zu durchsetzen haben. Der Effekt des Aluminiums ist lediglich, die Kurve um einen gewissen Abstand nach der Abszissenachse zu verschieben. Der Betrag der Maximalionisation per cm wird durch die Absorption der α-Strahlen durch das Aluminium nicht geändert, in Übereinstimmung mit der Theorie von Bragg, daß die α-Strahlen nicht nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden, sondern daß die gesamte Schar der α-Partikeln die Aluminiumschicht passiert und daß nur die Geschwindigkeit aller um einen bestimmten Betrag herabgesetzt wird.

In Tabelle II und III sind die Abstände zwischen Stab und der unteren Platte gegeben, für welche die α-Partikel zu ionisieren beginnt.

Tabelle II.

Anzahl der Aluminiumfolien	Abstand in cm	Lufthöhe in cm, die einer Aluminiumschicht entspricht
0	3,87	
1	3,37	0,50
2	2,84	0,51
3	2,33	0,51
4	1,83	0,51
		0,51

Tabelle III.

Anzahl der Aluminiumfolien	Abstand in cm	Lufthöhe in cm, die einer Aluminiumschicht entspricht
0	3,85	
1	3,36	0,49
2	2,86	0,48
3	2,35	0,50
4	1,82	0,50
		0,49

Die Knicke in den Kurven sind sehr scharf markiert, so daß die Punkte der beginnenden Ionisation mit einem Fehler von etwa 0,02 cm bestimmt werden konnten. Eine gewisse Unsicherheit über die wahren Werte entsteht jedoch dadurch, daß die Gaze nicht ganz eben war. Das Mittel dieser Versuche gibt den Ionisierungsabstand der α-Partikeln des Poloniums in Luft zu 3,86 cm. Das Mittel aus den Szintillationsversuchen ist 3,77 und aus den extrapolierten Werten 3,81.

Wigger[1]) hat gefunden, daß sich die Ionisierung, herrührend von den α-Strahlen des Poloniums, über eine Strecke von etwa 4 cm erstreckte. Er hat für seine Messungen eine große Fläche von Polonium als Strahlenquelle benutzt und hat nicht die Ionisations-Abstandskurve erhalten, für welche, wie gezeigt ist, ein definierter Strahlenkegel verwandt werden muß.[2])

1) Wigger, Jahrb. d. Radioaktivität **2**, 391, 1906.
2) Phil. Mag. April 1906.

Bei Benutzung der α-Strahlen des Radiums als Strahlenquelle hat Bragg[1]) gezeigt, daß die Absorption, die die α-Partikel erfährt, wenn sie ein Atom passiert, der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht proportional ist. Adams (loc. cit.) gibt an, daß er dieses Gesetz für die α-Strahlen des Poloniums mit Hilfe der Szintillationsmethode hat bestätigen können. Da es wahrscheinlich ist, daß die Szintillations- und elektrische Methode dieselben Resultate ergeben, lag keine Veranlassung vor, den Ionisierungsabstand mit der elektrischen Methode in anderen Gasen als Luft zu bestimmen.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung haben gezeigt, daß Polonium eine homogene α-Strahlenquelle ist und daß die α-Partikeln dieselbe Anfangsgeschwindigkeit besitzen. Der Ionisierungsabstand beträgt 3,86 cm, ist also wenig größer als der der α-Partikeln des Radiums selbst (3,50 cm), aber sehr viel kleiner als der von Radium *C* (7,06 cm).

Ich danke Herrn Professor Rutherford bestens für das rege Interesse, das er an dieser Arbeit genommen hat und die liebenswürdige Unterstützung, die ich von ihm erfahren habe.

1) Nach Absendung dieser Arbeit ist in Heft 10 dieser Zeitschrift (**7**, 337, 1906) eine Arbeit von Kučera und Mašek erschienen, in der Messungen über den Ionisierungsabstand des Poloniums mitgeteilt werden, die unter Benutzung eines Elektroskops erhalten sind. K. und M. geben an, daß für einen Luftdruck von 733 mm der Ionisierungsabstand ungefähr 4,1 cm beträgt. Für 760 mm Druck berechnet sich hieraus ein Abstand von 3,95 cm, ein Wert, der um etwa 2,3 Proz. größer ist, als der von mir gefundene.

Mc Donald Phys. Building, Mc Gill-University Montreal, 20. Mai 1906.

(Eingegangen 2. Juni 1906.)

Ist der Staub in der Atmosphäre geladen?

Von George C. Simpson.

Bei den Untersuchungen über die Elektrizität der Atmosphäre begegnet man oft der Frage, ob der Staub in der Atmosphäre geladen ist oder nicht.

Man hat zu verschiedenen Zeiten viele Gründe zugunsten der Ansicht ins Treffen geführt, daß der Staub geladen sein müsse. Bald nachdem durch die ersten Messungen des Potentialgradienten in der Atmosphäre klargestellt worden war, daß praktisch über die ganze Oberfläche des Erdballs sich eine Oberflächenladung von negativer Elektrizität erstrecke, bald darnach wurde darauf hingewiesen, daß man erwarten dürfte, daß der Staub, wenn er vom Boden aufgewirbelt wird, einen Teil dieser negativen Ladung mit sich fortführen wird. Professor Schuster hat ferner darauf hingewiesen, dass der Rauch der Schornsteine nega-

tive Elektrizität mit sich fortführen müsse, und daß man daher erwarten dürfe, daß die in der Luft befindlichen Rußteilchen auf diese Weise geladen werden.

In neuerer Zeit sind andere Gründe für die negative Ladung der Staubteilchen angegeben worden: A. Schmauß[1]) beschreibt Experimente, aus welchen hervorzugehen scheint, daß Wassertropfen, wenn sie durch ionisierte Luft hindurchfallen, eine negative elektrische Ladung annehmen, und nach seinen Versuchen ist die Atmosphäre unter normalen Verhältnissen genügend stark ionisiert, um diese Wirkung hervorzubringen. Wenn nun Wassertropfen beim Fallen durch die Luft negativ geladen werden, warum sollte das nicht auch bei den Staubteilchen der Fall sein?

Andererseits habe ich bei vielen Physikern die Ansicht verbreitet gefunden, dass sich der Staub leichter auf einen negativ geladenen Draht absetzt, als auf einen positiv geladenen. Dies würde für eine positive Ladung des Staubes sprechen. Es sind aber auch Gründe dafür vorhanden, daß der Staub überhaupt keine Ladung besitzen könnte. In einer Arbeit über Ladung durch Absorption von Ionen[2]) habe ich Gründe für die Ansicht mitgeteilt, daß Körper, die in ionisierter Luft suspendiert sind, nicht geladen werden, daß sie vielmehr jede ihnen mitgeteilte Ladung verlieren werden.

Die Frage ist von äußerster Wichtigkeit für das Studium der atmosphärischen Elektrizität: wird nämlich tatsächlich der Staub durch Absorption von Ionen aus der Luft negativ geladen, so ist damit sogleich eine Erklärung für die negative Ladung auf der Erde gefunden. Aus der Atmosphäre fällt fortwährend Staub in beträchtlicher Menge zu Boden. Falls er geladen ist, so dürfte er leicht genügen, dem Boden ebenso schnell negative Elektrizität zuzuführen, wie solche auf anderen Wegen wieder zerstreut wird.

Man sollte erwarten, daß eine Frage von solcher Bedeutung längst durch das Experiment tatsächlich entschieden sei; indessen weiß ich bisher von keinem Versuch in dieser Richtung. Das Zentrum einer großen Fabrikstadt dürfte als ein geeigneter Platz zur Ausführung eines derartigen Experimentes erscheinen. Deshalb habe ich Herrn Atkinson, einen Studierenden der Universität zu Manchester, aufgefordert, einige Beobachtungen in diesem Sinne anzustellen.

Nachdem verschiedene Methoden versucht worden waren, erwies sich folgende als die erfolgreichste: Zwei 8 × 4 cm große Messingplatten wurden so aufgestellt, daß ihre Ebenen vertikal und in etwa 1 cm Abstand einander gegenüberstanden. Diese Platten wurden auf einer Potentialdifferenz von ungefähr 5000 Volt gehalten. Wurden sie nun der freien Luft ausgesetzt, so befanden sich die Staubteilchen, welche durch den Zwischenraum zwischen den Platten hindurchfielen oder von Luftströmen hindurchgeführt wurden, in einem starken elektrischen Felde. Wenn die Teilchen nun geladen waren, so mußten sie, je nach dem Vorzeichen ihrer Ladung, von der einen oder der anderen Platte angezogen werden.

Um die Staubmengen messen zu können, welche auf diese Weise an jeder der beiden Platten niedergeschlagen wurden, waren die beiden Innenseiten der Messingplatten mit dünnen Glasscheiben von der gleichen Größe wie die Platten selbst belegt. Auf diese setzte sich dann also der Staub ab, und sie konnten dann leicht entfernt und untersucht werden.

Nach 30stündiger Exposition wurde ein dicker Staubniederschlag auf den Platten gefunden. Es war indessen nicht möglich, auch nur den geringsten Unterschied in der Menge des niedergeschlagenen Staubes zu entdecken, wenn die Exposition in einem Zimmer oder draußen in freier Luft stattgefunden hatte. Nach diesem einfachen Experiment würde es also scheinen, daß der Staub in der Luft nicht geladen ist, oder daß er wenigstens nicht stärker mit einer Elektrizität geladen ist als mit der anderen.

Manchester, im Juni 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 7. Juni 1906.)

1) A. Schmauß, Ann. d. Phys. (4) **9**, 224, 1902.

2) George C. Simpson, On Charging through Ion Absorption and its Bearing on the Earth's Permanent Negative Charge. Phil. Mag. (6) **6**, 589—598, 1903.

Messungen des inneren Temperaturgradienten bei gewöhnlichen Substanzen.

Von Charles B. Thwing.

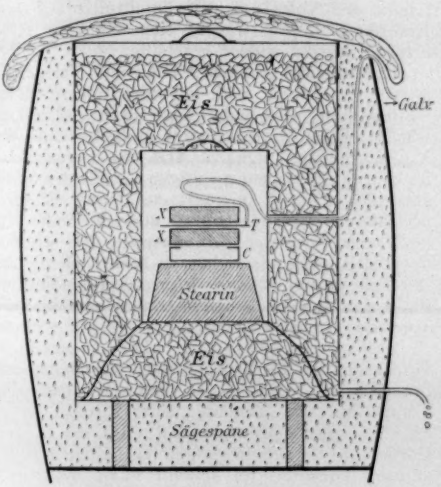
Daß viele Metalle und gewöhnliche Substanzen radioaktiv sind, ist durch die Untersuchungen verschiedener Forscher festgestellt worden. Da die Radioaktivität der Radiumverbindungen innerhalb einer Substanzmasse eine Temperaturerhöhung hervorruft, ist es zu erwarten, daß auch andere radioaktive Körper dieselbe Erscheinung in freilich weit geringerem Maße aufweisen dürften.

Daß die Größe des Temperaturgradienten bei gewöhnlichen Metallen und Gesteinen groß genug ist, um festgestellt und gemessen zu werden, scheint durch die im folgenden beschriebenen Versuche erwiesen zu werden.

Der Apparat. Die Metalle wurden in der Form von Zylindern von 100 mm Durchmesser

und 25 mm Höhe gemessen; von jeder einzelnen Substanz wurden zwei derartige Zylinder benutzt. Bei Oxyden usw., die sich in Pulverform befanden, wurde die Substanz in Papierkartons von denselben Abmessungen wie die Zylinder eingebracht, die eine kreisförmige Öffnung von 7,5 cm Durchmesser an dem einen Ende besaßen; diese Öffnung war vermittels eines Blattes dünnen Wachspapiers geschlossen.

Das Thermometer bestand aus 116 Nickel-Eisen-Elementen, die an ein empfindliches D'Arsonvalsches Galvanometer angeschlossen waren. Die Nickeldrähte maßen nur 0,26 mm und die Eisendrähte 0,34 mm im Durchmesser. Der Eisendraht wurde verzinnt und die Verbindungen durch Löten hergestellt, wobei Harz als Flußmittel angewandt wurde.



Die Elemente wurden radial auf einen Glimmerring aufgewickelt, dessen innerer Durchmesser 25 mm und dessen äußerer Durchmesser 125 mm betrug; sie waren durch eine aus Bienenwachs und Harz bestehende Wachsschicht isoliert und vor Feuchtigkeit geschützt. Die ganze Elementenreihe besaß einen Widerstand von 15 Ohm.

Das zu der Untersuchung benutzte Galvanometer war von Leeds & Northrup geliefert worden. Die Aufhängungen bestanden aus Silber; der Widerstand des Galvanometers betrug 25 Ohm. Eine Ablenkung von 1 mm in 1 m Entfernung entspricht einer Temperaturdifferenz der Elemente um 0,0000055° C. Das Bild der Skala war klar und die Nadel blieb ruhig, so daß Zehntel einer Skalenteilung leicht abgeschätzt werden konnten.

Um die Messung kleiner Temperaturdifferenzen zu ermöglichen, war es natürlich notwendig, die Untersuchungskörper und Thermometer gegen Temperaturveränderungen zu schützen. Dies erreichte ich in ganz vollkommener Weise dadurch, daß ich sie in ein Eiskalorimeter, wie in der Figur angegeben, einbrachte. Der innere Zylinder des Kalorimeters besaß einen Durchmesser von 175 mm und eine Höhe von 250 mm; der äußere Zylinder maß 400 mm Durchmesser und 720 mm in der Höhe. Das Ganze war in einem Faß von 830 mm Höhe enthalten und mit Sägespänen umpackt. Die Oberseite war mit schweren wollenen Tüchern bedeckt. Eine Röhre zwischen den Zylindern gestattete das Einbringen der Galvanometerzuleitungen; der Außenzylinder war mit einer in der Nähe des Bodens angebrachten Abflußröhre aus Kautschuk versehen.

Alle zwei Tage wurde Eis geliefert; dies wurde zweimal täglich bis auf den Boden des Kalorimeters eingestampft und zwar wurden täglich ungefähr 5 kg verbraucht. Das Eis war von gleichförmigem Bau und sollte aus destilliertem Wasser hergestellt sein.

Die Galvanometerzuleitungen bestanden aus biegsamem Kupferdraht mit Gummi- und Baumwollisolierung; der in das Kalorimeter hineinragende Teil war weiter noch mit Wachs überzogen.

Das der Untersuchung unterworfene Paar von Versuchsstücken XX ruhte mit dem dazwischen befindlichen Thermometer T auf einem Papierkarton C, ähnlich wie solche für die Untersuchung der pulverförmigen Substanzen benutzt wurden. Der Karton ruhte seinerseits auf einem Stearinklotz, der auf dem Boden des Kalorimeters lag. Die Zeit, die dazu erforderlich war, damit ein Versuchskörper nach seinem Einbringen ins Kalorimeter eine beständige Temperatur erreichte, schwankte zwischen 12 bis 20 Stunden; sie hing im wesentlichen von der Wärmeleitfähigkeit des Körpers ab. Nachdem dieser Zeitraum verstrichen war, blieb die Ablenkung unbestimmte Zeit hindurch so ziemlich konstant. Die längste Versuchszeit betrug 15 Tage. Gewöhnlich schienen jedoch 3 bis 4 Tage zum Ausführen einer Bestimmung genügend zu sein.

Ergebnisse. Von den bisher untersuchten Substanzen zeigen alle ohne Ausnahme einen inneren Temperaturgradienten. Die in der Tabelle gegebene Liste von Substanzen soll beträchtlich erweitert werden. Die bisher erzielten Ergebnisse erscheinen jedoch interessant genug, um ihre Veröffentlichung auch jetzt schon zu rechtfertigen.

Tabelle.

	Ablenkung	t	t/l
Blei	5,4	0,000059	0,000020
Antimon . . .	3,9	0,000043	0,000014
Zink	3,1	0,000034	0,000011
Eisen	2,9	0,000032	0,000011
Kupfer	2,8	0,000031	0,000010
Aluminium . . .	4,1	0,000045	0,000015
Aluminium-Oxyd	28,0	0,000308	0,000103
Magnesium-Oxyd	16,1	0,000176	0,000059
Marmor	1,4	0,000015	0,000005
Sandstein . . .	7,2	0,000079	0,000026

Die zweite Spalte gibt die Ablenkung in Millimeter bei einer Skalenentfernung von 15 cm an. Die dritte Spalte gibt die Temperatur in einer Entfernung von 3 cm innerhalb des Versuchskörpers an, wenn dessen Oberfläche und Umgebung sich auf 0° befanden. Die dritte Spalte gibt den Gradienten in Graden pro Zentimeter an.

Fehlerquellen. Die augenfälligsten Fehlerquellen sind:

1. die thermoelektromotorischen Kräfte, die in dem Galvanometer selbst oder in den Zuleitungen auftreten,
2. chemische elektromotorische Kräfte, verursacht durch die Feuchtigkeit in der Isolierung der Elemente,
3. Veränderungen der Temperatur des Kalorimeters.

Was 1. anbetrifft, so fand ich, daß sich bei schnellen Temperaturveränderungen des Raumes eine Ablenkung beobachten ließ, wenn das Galvanometer durch die Bleidrähte hindurch kurzgeschlossen wurde. Diese Ablenkung hing von der Richtung ab, in der die Temperaturveränderung des Zimmers erfolgte; sie wurde durch zwei dividiert, wenn ein Widerstand gleich dem des Galvanometers in den Stromkreis eingeschaltet wurde. Unter gewöhnlichen Verhältnissen beträgt dieser Fehler jedoch nicht mehr als 1—2% der beobachteten Ablenkung. Wenn man die verbundenen Enden der Bleidrähte um 15° abkühlte oder sie um den gleichen Betrag erwärmte, so erzielte man keinerlei Ablenkung.

Was 2. anbelangt, so ist zu beobachten, daß die Reihenfolge von Nickel und Eisen in der thermoelektrischen Reihe ihrer Reihenfolge in der Kontaktreihe entgegengesetzt ist, so daß jede Undichtheit zwischen den Elementen eine Ablenkung in entgegengesetzter Richtung zu der beobachteten Ablenkung hervorrufen würde. Eine Undichtheit zwischen dem letzten Eisenelement und dem Kupferdraht dürfte eine Ablenkung in der gleichen Richtung wie die beobachtete hervorrufen.

Sowohl in bezug auf 1. als in bezug auf 2. ist noch zu bemerken, daß alle auf die Rechnung der erwähnten Quellen kommenden Ströme nicht von dem Vorhandensein der das Thermometer umgebenden Versuchsstücke abhängig sein, sondern sich ebensogut nachweisen lassen sollten, wenn keinerlei Versuchskörper zugegen sind. Außerdem findet man, daß wenn das Thermometer allein im Kalorimeter exponiert wird und hierbei auf dem Rand des Papierkartons ruht, keinerlei andere Ablenkung als eine ganz kleine von veränderlichem Vorzeichen zu beobachten ist.

Was 1. anbelangt, so wurde festgestellt, daß die Temperatur des Kalorimeters um ungefähr 0,00001° bis 0,00002° durch das Abschmelzen des Eises von dem Boden des inneren Zylinders während der zwölfstündigen Zwischenzeiten zwischen dem Einbringen des Eises anstieg. Dies ergab sich aus einer recht schnellen Zunahme der Ablenkung, die unmittelbar auf das Einbringen folgte, worauf sich die erste Ablesung langsam wieder herstellte.

Kurz gesagt scheinen, wenn die Versuchskörper angebracht sind, keinerlei Fehlerquellen zu bestehen, die nicht auch dann vorhanden wären, wenn diese entfernt sind. Wenn die Versuchskörper zugegen sind, so treten Ablenkungen, die einem negativen Gradienten entsprechen würden, niemals auf, und die beobachteten Veränderungen überschreiten nie 20% der gesamten Ablenkung. Es scheint aus diesem Grunde sicher zu sein, daß die in der Tabelle angegebenen Werte den Gradienten unter den beschriebenen Verhältnissen bis auf 10—20% genau darstellen.

Schlußbemerkungen. Die augenfällige Erklärung für die beobachtete Erscheinung ist natürlich die, daß man annimmt, daß die Temperatur auf Rechnung einer Radioaktivität entweder der Substanz selbst oder der in der Form von Verunreinigungen enthaltenen Substanzen kommt. Es scheint nicht außerhalb des Bereiches der Möglichkeit zu liegen, daß eine Oxydierung der Oberflächen der Versuchskörper einen meßbaren Wärmebetrag erzeugen dürften. Ich fand jedoch, daß beim Auskochen der Eisenzylinder in gereinigtem Vaselin und bei ihrer Untersuchung mit einer sie noch bedeckenden Vaselinschicht keinerlei Veränderung der Ergebnisse festzustellen war. Das benutzte Vaselin ist in hohem Grade frei von Säure und Alkali und greift die eingetauchten Metalle auch nach vielen Monaten nicht an.

Substanzen wie MgO oder Al_2O_3 dürften ferner kaum während des Versuchs eine chemische Veränderung erfahren.

Die Größenordnung der Temperaturgradienten bei den einzelnen Substanzen gibt natürlich nicht die Größenordnung ihrer Radioaktivität an, da die erzeugte Wärme in guten Leitern

wie Kupfer und Aluminium schneller fortgeführt wird als in den schlechter leitenden Metallen und Oxyden.

Die Größe des gefundenen Temperaturgradienten ist mehr als ausreichend, um den bekannten Temperaturgradienten unterhalb der Oberfläche der Erde nach der Annahme zu erklären, die Rutherford bei seiner Kritik der Struttschen Ergebnisse gemacht hat, daß die gesamte Masse der Erde in demselben Betrage wie die in der Nähe ihrer Oberfläche gefundenen Teile radioaktiv ist. Da jedoch die Werte für die Radioaktivität der Substanzen an der Oberfläche der Erde nach den einzelnen Beobachtern, die außerordentlich verschiedene Methoden benutzt haben, sämtlich insofern übereinstimmen, als sie zu groß sind, um auf Grund dieser Annahme erklärt zu werden, so dürfte es sich der Mühe verlohnen, eine andere Hypothese in Betracht zu ziehen, daß nämlich die radioaktiven Substanzen sich vornehmlich in der Erdkruste befinden.

Auf Grund der Hypothese, daß die Elemente sich so ziemlich in der Reihenfolge ihrer Atomgewichte unter Verhältnissen zunehmender Anhäufung der die gravitierende Masse zusammensetzenden Teilchen entwickelt haben, dürfte es scheinen, daß die Hauptbedingung für die Stabilität der komplexen Atome der ungeheure Druck war, eine Bedingung, die weit unterhalb der Erdoberfläche besser als an der Oberfläche selbst erfüllt wird. Elemente, die zu späterer Zeit in größerer Nähe der Erdoberfläche vorkamen als zur Zeit ihres Ursprungs, dürften daher radioaktive Eigenschaften vermuten lassen.

Die Gesamtheit der beobachteten Fakten ist bisher noch viel zu dürftig, als daß man in bezug auf diesen außerordentlich verlockenden Gegenstand mehr als eine bloße Mutmaßung wagen dürfte. Es dürfte jedoch scheinen, als ob es in Zukunft den Geologen freistehen würde, solche Zeitperioden für das Leben der Erde in Anspruch zu nehmen, wie ihre einzelnen Theorien es verlangen, ohne Widerspruch von seiten der Physiker zu fürchten.

Die Absicht des Verfassers ist es, die Liste der untersuchten Substanzen zu vergrößern und die Beobachtungen durch Kontrollversuche zu prüfen, von denen einige zurzeit im Gange sind.

Ich möchte der amerikanischen Akademie für Kunst und Wissenschaft meinen Dank dafür aussprechen, daß sie mir aus dem Rumford-Fonds Beträge zur Bestreitung der Untersuchungskosten zugewiesen hat; ebenso möchte ich dem Präsidenten und dem Direktor des physikalischen Laboratoriums des Adelbert College danken, die mir ein sehr geeignetes Versuchszimmer und alle zur Ausführung der Arbeit zu Gebote stehenden Mittel zur Verfügung gestellt haben.

Physikalisches Laboratorium des Adelbert College, Western Reserve University, Cleveland, Ohio. 1. Mai 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 15. Juni 1906.)

Die Abhängigkeit elektrostatischer Spannungszeiger von Wechselzahl und Wellenform.

Von Gustav Benischke.

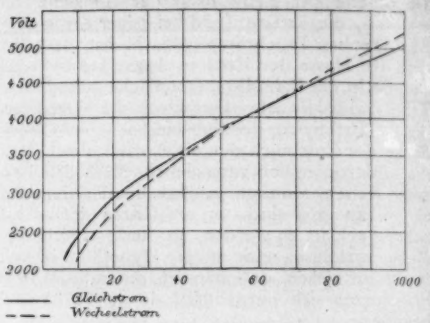
In No. 11 dieser Zeitschrift berichtet Herr Fischer über die Abhängigkeit solcher Instrumente von der Wechselzahl. Er ist aber im Irrtum, wenn er meint, daß die nach der Theorie zu erwartende Unabhängigkeit allgemein für gültig gehalten werde. Schon vor etwa neun Jahren habe ich festgestellt, daß zwischen einem elektrostatischen Spannungszeiger von W. Thomson und einem von der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft Unterschiede auftraten, die von der Wechselzahl abhängig waren, und zwar an einer Dynamomaschine mit konstanter Erregung, so daß die Wellenform unverändert blieb. Die Instrumente in isolierendem Gehäuse haben sich überhaupt als so unzuverlässig in ihren Angaben erwiesen, daß sie in elektrischen Anlagen schon seit vielen Jahren nur mehr als Isolationsprüfer verwendet werden, zur Spannungsmessung aber Spannungstransformatoren mit galvanometrischen Spannungszeigern.

Die Ursache der in verschiedenen Arten auftretenden Abweichungen von den theoretischen Eigenschaften liegt zum Teil in den Isolierstoffen, wie Herr Fischer richtig bemerkt, zum Teil aber auch in einem Drehmoment, das unmittelbar von der Ausströmung der Elektrizität aus dem beweglichen Flügel (Spitzenwirkung) herrührt.

Über den Grund, warum die in den Instrumenten enthaltenen Isolierstoffe Abweichungen zwischen Gleich- und Wechselstrom hervorbringen, bin ich anderer Meinung als Herr Fischer. Herr Fischer sucht den Grund in der Streuung der elektrischen Kraftlinien, d. h. in ihrer Abweichung vom gewünschten Wege. Eine solche Streuung ist zweifellos vorhanden; ihr Unterschied zwischen Gleichstrom (Wechselzahl null) und Wechselstrom von 100 Wechseln ist aber so gering, daß die beobachteten Abweichungen daraus nicht erklärt werden können. Bei der Streuung magnetischer Kraftlinien, die Herr Fischer als Analogon heranzieht, können allerdings erhebliche Unterschiede zwischen Gleich- und

Wechselstrom auftreten, jedoch nur dann, wenn durch sekundäre Ströme eine Stauung der Kraftlinien eintritt. Eine ähnliche Erscheinung hinsichtlich des Verlaufs elektrischer Kraftlinien durch das Dielektrikum gibt es nicht, und daher kann auch ein merklicher Unterschied zwischen der elektrischen Streuung bei Gleich- und Wechselstrom nicht vorhanden sein. Der Grund der beobachteten Abweichungen liegt vielmehr in den rückständigen Ladungen der Isolierstoffe, die, wie bekannt, von der Ladungszeit beziehungsweise Wechselzahl abhängen. Erzeugt werden die rückständigen Ladungen nicht durch die elektrischen Streulinien, sondern durch direkten Übergang der Elektrizität von den unter Spannung stehenden Metallteilen, durch restliche Ladung von der letzten Anwendung des betreffenden Instrumentes her und durch äußere elektrische Einwirkungen (atmosphärische Ladung, Reibung, Influenz). Die Art der Beeinflussung hängt von den konstruktiven Verhältnissen des Instrumentes ab. Sicheren Schutz dagegen bietet bekanntlich ein Metallschirm, der die wirksamen Teile des Instrumentes möglichst umschließt, oder möglichste Vermeidung isolierender Stoffe. Sogar bei Drehspulen-Instrumenten für Gleichstrom und bei dynamometrischen Instrumenten muß man bei höheren Spannungen solche Schirme anwenden.

Die zweite Ursache für die Abweichungen zwischen Gleich- und Wechselstrom, die sich aber erst bei höheren Spannungen bemerkbar macht, ist das Drehmoment, das der bewegliche Flügel von der ausströmenden Elektrizität erhält. Um größte Leichtigkeit des Flügels zu erzielen, wird er immer aus dünnstem Blech angefertigt. Sein Rand ist daher sehr scharf und es tritt eine starke Ausströmung der Elektrizität längs des ganzen Randes wie aus einer Spitze auf. Der Schulversuch, wo ein mit Spitzen versehenes Rädchen durch die ausströmende Elektrizität wie ein Reaktionswasserrad in Drehung versetzt wird, ist bekannt. Da diese Wirkung von der höchsten Spannung abhängt, so ist sie nicht dem effektiven Werte, sondern dem Scheitelwerte proportional. Bei gleichem effektiven Werte ist der Scheitelwert einer sinusförmigen Spannungswelle um das $\sqrt{2}$fache größer als bei Gleichstrom; bei verschiedenen Spannungswellen ist er um so größer, je größer der Scheitelfaktor ist. Dieser Einfluß ist also nicht wie der vorige ein Einfluß der Wechselzahl, sondern ein Einfluß der Wellenform. Es hängt wiederum von den konstruktiven Verhältnissen ab, an welcher Seite des beweglichen Flügels diese Reaktionskraft überwiegt, d. h. ob dadurch eine Vergrößerung oder Verkleinerung des Ausschlags erfolgt. Da dieser Einfluß erst bei höherer Spannung merklich wird, kann es vorkommen, daß im unteren Teile des Meßbereiches der obige Einfluß der Wechselzahl, im oberen Teile der letztere Einfluß überwiegt oder umgekehrt. Für ein Instrument der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft zeigen die Kurven in folgender Figur dies deutlich, sie



sind einem Prüfungsschein der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt entnommen.

Da diese Anstalt eine Akkumulatorenbatterie für hohe Spannung besitzt, war das Instrument zur Eichung mit Gleich- und Wechselstrom (100 Wechsel) dorthin gesandt worden. Bei der Eichung war die mit dem beweglichen Flügel verbundene Klemme geerdet. Geschah dies nicht, so konnte man durch Annäherung der Hand die Einstellung durch Influenz verändern.

(Eingegangen 9. Juni 1906.)

Magnetischer Nachweis von Materialfehlern, Gußblasen u. dgl. im Eisen.

Von L. Kann.

In vielen Fällen wäre es von großer Wichtigkeit, über die Homogenität eines Gußstückes, über das Vorhandensein und die Ausdehnung von Blasen u. dgl. eine verläßlichere Auskunft zu haben, als sie das bloße Abklopfen erteilen kann. Eine solche dürfte die folgende Anordnung geben, bei welcher der Kraftlinienfluß eines Elektromagneten durch etwaige Materialfehler des als Anker dienenden zu prüfenden Gußstückes verändert und diese Veränderung durch eine Induktionsspule in Verbindung mit einem ballistischen Galvanometer nachgewiesen wird.

Bei den Vorversuchen an Eisenstücken, die eigens zu dem Zwecke hergerichtet, also mit Durchbohrungen usw. versehen worden waren, haben die im folgenden (Fig. 1 u. 2) skizzierten

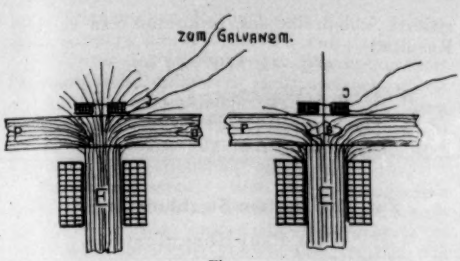


Fig. 1.

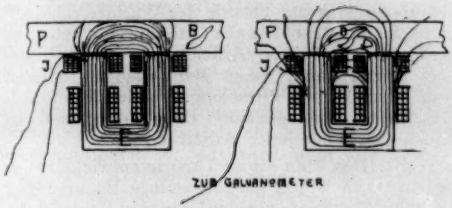


Fig. 2.

einfachen Anordnungen überraschende Resultate ergeben.

E ist der Elektromagnet, I die mit einem Galvanometer verbundene Induktionsspule, P das Versuchsstück, B eine im Eisen etwa vorhandene Blase.

Nehmen wir einen ganz einfachen Fall: eine Eisenplatte, so wird sich bei einer Verschiebung derselben oder des Magneten (natürlich samt Induktionsspule[1]) der Kraftlinienfluß fast gar nicht ändern, falls dieselbe gleichförmig ist — und das Galvanometer bleibt in Ruhe. Passiert aber z. B. die Blase B den Kraftlinienfluß, so wird derselbe (seiner Stärke und Verteilung nach) verändert. Dadurch wird in der Spule I ein Induktionsstrom erzeugt, welchen das Galvanometer anzeigt.

Bei einer bestimmten (vielleicht vorteilhaft ruckweisen) Bewegung von Magnet (samt Induktionsspule) oder Probestück lassen sich aus der Größe und Art der aufeinanderfolgenden Galvanometerausschläge sehr gut Aufschlüsse über die Lage, Ausdehnung einer Blase od. dgl. gewinnen.

Um das Festhaften des Probestückes am Magneten zu verhüten, dient eine Zwischenlage aus nichtmagnetischem Material. Auch könnten Rollen oder dergleichen angewendet werden.

Da es mir jetzt nicht möglich ist, der Sache praktisch weiter nachzugehen, so möchte ich durch diese Skizze die Anregung zu technischer Verwendung und Ausführung gegeben haben.

1) Magnet und Induktionsspule müssen selbstverständlich in ihrer Position mit Bezug aufeinander unveränderlich bleiben.

(Eingegangen 16. Juni 1906.)

Bemerkung zu einer neuen Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes.

Von Paul Ehrenfest.

Herr Prof. J. H. Jeans hat kürzlich[1]) eine überraschend einfache Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes gegeben, die aber in einigen Punkten nicht zwingend zu sein scheint. — Herr Jeans zeigt durch einige Überlegungen, deren Besprechung ich hier unterlasse, daß das Emissionsvermögen eines schwarzen Körpers bei einer bestimmten Temperatur T, für eine bestimmte Wellenlänge λ nur mehr eine

„Funktion von λ, T, V, e, m, R und K"

sein kann. (V = Lichtgeschwindigkeit, e = Ladung eines Elektrons, m = Masse eines Elektrons, R = die bekannte Konstante aus der Theorie der Gase, die so gewählt ist, daß $^2/_3 RT$ die mittlere kinetische Energie eines Elektrons ist, K = Dielektrizitätskonstante des Äthers, gemessen in beliebigem Maßsystem.) Und nun fährt Herr Jeans folgendermaßen fort (S. 548, l. c.)

§ 4. Die physikalischen Dimensionen der sieben Größen λ, T, V, e, m, R und K drücken sich in den Einheiten der Länge (L), der Masse (M), der Zeit (Z), der Temperatur (T) und der Dielektrizitätskonstante (K) folgendermaßen aus:

λ	hat	Dimension	L
T	„	„	T
V	„	„	LZ^{-1}
e	„	„	$L^{3/2}M^{1/2}t^{-1}K^{1/2}$
m	„	„	M
R	„	„	$L^2MZ^{-2}T^{-1}$ [2])
K	„	„	K

Man hat hier also sieben Größen mit nur fünf unabhängigen physikalischen Grundeinheiten. Es muß also möglich sein die sieben Größen auf zwei voneinander unabhängige Weisen so zu kombinieren, daß sie eine reine Zahl bilden. Wir können als solche zwei unabhängige Verbindungen dieser sieben Grössen nehmen:

$$c_1 \equiv RTm^{-1}V^{-2} \qquad c_2 \equiv \lambda RTKe^{-2},$$

c_1 und c_2 sind reine Zahlen.

Jede andere reine Zahl, die aus diesen sieben Größen aufgebaut werden kann, muß dann die Form $f(c_1, c_2)$ besitzen.

Die physikalische Dimension der Funktion Φ_m ($\Phi_m d\lambda$ = Energie pro Volumeneinheit des Äthers, soweit sie in den Wellenlängen zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ entspricht) ist die einer Energie pro Volumeneinheit und Wellenlängeneinheit. Also hat Φ_m die Dimension $L^{-2}MZ^{-2}$. (Im Original aus Versehen: $L^{-3}MZ^{-2}$.) Diese Dimension ist aber dieselbe wie die von $\lambda^{-4}RT$. Das Verhältnis von Φ_m zu dieser Größe ist also

1) J. H. Jeans, On the laws of radiation. Proc. of the Royal Soc. A Vol. **76**, 546, 1905.

2) Im Original aus Versehen: $R \ldots\ldots LMZ^{-2}T^{-1}$.

eine reine Zahl; daraus folgt, daß es möglich sein muß, Φ_m in der Form

$$\Phi_m = \lambda^{-4} R T f(c_1, c_2)$$

darzustellen.

§ 5. Die Zahl c_1 besitzt eine einfache physikalische Bedeutung: Die mittlere kinetische Energie eines freien Elektrons bei der Temperatur T ist $^3/_2 RT$; also der Wert des mittleren Geschwindigkeitsquadrates $C_2 = {}^3/_2 R T m^{-1}$. Somit ist

$$^3/_2 c_1 = \frac{C^2}{V^2}.$$

Bei 100° Celsius ist der Wert von C zirka 7×10^6 cm pro Sekunde[1]), hingegen

$$V = 3 \times 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

Der Wert von c_1 ist folglich zirka $3{,}6 \times 10^{-8}$, eine Größe, genügend klein, um vernachlässigt zu werden (!!). Indem man zur Grenze übergeht, in der c_1 gleich Null gesetzt wird, kann die Funktion $f(c_1, c_2)$ entweder einer bestimmten Grenze $f(o, c_2)$ zustreben oder auch nicht. Hier wollen wir annehmen, daß eine solche Grenze existiert, ohne uns auf eine Diskussion der exakten Bedeutung dieser Annahme einzulassen.

§ 6. Unter dieser Annahme finden wir, daß Φ_m sehr angenähert in der Form

$$\Phi_m = \lambda^{-4} R T f(c_2)$$

ausgedrückt werden kann, da der wirkliche Wert von c_1 sehr klein ist (!!). Indem man nun c_2 durch seinen Wert ersetzt und „dropping" die universellen Konstanten R, K, e (im Original aus Versehen auch noch T) finden wir:

$$\Phi_m = \lambda^{-4} T f(\lambda T).$$

Somit erhält man für das Strahlungsgesetz des schwarzen Körpers bei der Temperatur T für die Wellenlänge λ die Form:

$$\lambda^{-4} T f(\lambda T) d\lambda.$$

Ohne näher die Punkte zu besprechen, an denen ich den Schlüssen nicht zu folgen vermochte, will ich durch ein Beispiel zeigen, daß die hier gegebene Schlußreihe so ziemlich zu jedem anderen Resultat führen kann, je nachdem, wie man die Verbindungen c_1 und c_2 wählt. Zu diesem Zwecke wählen wir statt der Verbindung c_1 und c_2 neue Verbindungen c'_1, c'_2 so daß $c'_1 = c_1$, $c'_2 = c_2 \cdot c_1^{1/6}$, das heißt $c'_1 \equiv R T m^{-1} V^{-2}$ $c'_2 \equiv \lambda K^{1/6} T^{11/6} K e^{-2} m^{-11/6} V^{-1/6}$. c'_1 und c'_2 sind im selben Sinne voneinander unabhängig wie c_1 und c_2. (Zur Vorsicht wurde c'_2 so gewählt, daß es dieselbe — nicht untersuchte — Größenordnung besitzt wie die Größe c_2.) Übt man auf diese Größen die oben zitierte Schlußreihe aus, so kommt man zu dem Resultat:

$$\Phi'_m = \lambda^{-4} T f'(\lambda T^{6/5}).$$

Weesen a. Wallensee, 5. Juni 1906.

(Eingegangen 8. Juni 1906.)

1) „Jeans, The dynamical theory of Gases", p. 209.

Zur Planckschen Strahlungstheorie.

Von Paul Ehrenfest.

Mit Rücksicht auf das Erscheinen der „Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung" von Herrn Prof. Planck möchte ich mir erlauben, aus einer Arbeit, die erst später erscheinen kann, einige Bemerkungen speziell zur Planckschen Strahlungstheorie zusammenzustellen. Ihre genauere Begründung soll im Zusammenhang jener Arbeit erfolgen.

§ 1. Den Plan seiner Theorie entwickelt Herr Planck im § 104 (S. 100) seines Buches: Der Kirchhoffsche Satz von der Universalität der Hohlraumstrahlung darf auch auf fingierte Systeme ausgedehnt werden. Als solches wählt Herr Planck folgendes Modell: Eine Spiegelhülle, die einen oder mehrere Resonatoren umschließt. Die Natur der Resonatoren ist lediglich durch ihre linear homogene Schwingungsgleichung definiert. Sie besitzen nur Strahlungs-, nicht aber Reibungsdämpfung. „Sobald es nur gelingt, für irgendeine solche beliebig herausgegriffene spezielle Art und Anordnung emittierender und absorbierender Systeme einen Strahlungszustand im umgebenden Vakuum nachzuweisen, der sich durch **absolute Stabilität**[1]) auszeichnet, so kann dieser Zustand kein anderer sein, als der der schwarzen Strahlung". Herr Planck stellt nun Berechnungen darüber an, wie die Anwesenheit solcher Resonatoren eine anfänglich in das Modell eingeschlossene Strahlung verändert. Trotz der Linearität aller in Betracht kommenden Grundgleichungen sind diese Berechnungen mit enormen Schwierigkeiten verbunden und ihr unvermeidlicher Umfang erschwert beim ersten Studium den Überblick. Es sei deshalb erlaubt, zu skizzieren, wie man sich auf einem Wege, der sich an die Methoden von Rayleigh und Jeans anschließt, die bedeutsamere Hälfte des von Herrn Planck gewonnenen Resultates zumindest plausibel machen kann. Das Resultat läßt sich etwa so formulieren (siehe Schlußparagraph des Buches):

1. Die Farbenzusammensetzung der Strahlung, die man anfänglich in das Modell einbringt, wird durch die Anwesenheit beliebig

1) Die Hervorhebung dieser Worte habe ich mir mit Rücksicht auf die daran anknüpfenden Erörterungen erlaubt. (Vergl. § 2.)

vieler Planckscher Resonatoren nicht beeinflußt, sondern bleibt dauernd erhalten.

2. Unter der Wirkung der Absorption und Emission der Oszillatoren stellt sich schließlich ein stationärer Strahlungszustand ein, in dem die Intensitäten und Polarisationen aller Strahlen jeder Farbe für sich nach Größe und Richtung sich gegenseitig ausgleichen.

Zusammenfassend: Eine im Planckschen Modell eingeschlossene Strahlung mag im Laufe der Zeit beliebig ungeordneter werden — sicher wird sie nicht schwärzer. — Für die folgende Erörterung am meisten angepaßt ist diese Formulierung: Die Resonatoren innerhalb der Spiegelhülle leisten dasselbe wie eine leere Spiegelhülle, die an einzelnen Stellen diffus reflektiert.

Daß die Planckschen Resonatoren auf die Strahlung ebenso zerstreuend einwirken wie diffuse Reflexion — vielleicht nur mit anderer Geschwindigkeit — das wird man fürs erste auch ohne Rechnung zugeben.[1]) Da es sich aber gerade um das Schwärzer-Werden der Strahlung handelt, ist besonders die erste Hälfte des Planckschen Resultates bedeutsam. Wir wollen uns genau der Schlüsse bedienen, die Herr Planck für einen anderen Zweck ausgearbeitet hat: Eine exakt oder diffus reflektierende Hülle umschließe nur reinen Äther. Jeder Strahlungsvorgang innerhalb dieser Hülle ist dann einfach eine bestimmte Superposition der Eigenschwingungen des Hohlraumes. Ihre Amplituden (und Phasen) bleiben bekanntlich so lange konstant, solange das System abgeschlossen sich überlassen bleibt. Es „kann also hierbei keine Rede sein . . . von einer Tendenz zu einem Ausgleich der auf die einzelnen Partialschwingungen entfallenden Teilenergien" (l. c. S. 175). Diese Schlüsse übertragen sich nun ohne weiteres auf das Plancksche Modell. Solange nämlich die Oszillatoren durch nichts weiter definiert sind als durch die linear homogenen Differentialgleichungen[2]), die Herr Planck für sie ansetzt, sind sie im wesentlichen mit kleinen Stäbchen aus vollkommenen Leitern oder passenden Dielektrikas identisch. Dann ist aber jeder Bewegungszustand des Planckschen Modells wieder um eine Superposition der Eigenschwingungen dieses komplizierteren Systems. Und so kann auch hier keine Rede sein von einer Tendenz zu einem Ausgleich der auf die einzelnen Partialschwingungen entfallenden Teilenergien.[1]) Dieses von Herrn Planck gefundene Resultat ist um so bedeutsamer, als der erste Anschein so sehr dagegen spricht: Ein Planckscher Resonator spricht wegen seiner Strahlungsdämpfung auf Wellen aller Perioden an, die der Periode seiner Eigenschwingung genügend nahe liegen. Es wäre darnach zu erwarten, daß eine Schar von Resonatoren mit eng aneinander anschließenden Eigenschwingungsfrequenzen, die sich zusammen über das ganze Spektrum erstrecken, imstande sein müßten, eine anfänglich monochromatische Strahlung sukzessive in Strahlung kontinuierlicher Spektralverteilung zu verwandeln.[2])

§ 2. Schreibt man jedem Bewegungszustand des Modelles eine bestimmte Entropie zu, so läßt sich bei passender Wahl des Ausdruckes für die Entropie das Plancksche Resultat auch so formulieren: Die Entropie des Modelles nimmt zu bis zu einem Wert, den sie nicht mehr überschreitet, so lange das Modell abgeschlossen sich selbst überlassen bleibt. Dieser obere Grenzwert hängt aber nicht nur von der Totalenergie, sondern auch von der anfänglichen Spektralverteilung der eingeschlossenen Strahlung ab. — Eine Analogie aus der kinetischen Gastheorie ermöglicht einen tieferen Einblick. Wir definieren ein eigentümlich idealisiertes Gas: die Moleküle dieses Gases seien füreinander vollständig durchdringlich. Sie erfahren also nur an den Wänden und den gleich zu definierenden „Zerstreuern" Stöße. Diese „Zerstreuer" seien elastische Kugeln ebenfalls von molekularer Größe regellos über den Raum verteilt und zwar mit absolut fixen Mittelpunkten. Die Gasmoleküle behalten also bei jedem Stoß ihre Absolutgeschwindigkeit (Energie) bei; ihre Bewegungsrichtung

1) Dabei kommen die bekannten Einwände von Loschmidt und Zermelo gegen die Erklärbarkeit irreversibler Prozesse durch reversible Modelle ganz in derselben Weise in Betracht wie in der kinetischen Gastheorie. Diese Seite der Frage soll an anderer Stelle eingehend berücksichtigt werden. Im folgenden wird sie bewußt beiseite gelassen, um in diesem Punkt mit der Planckschen Darstellung in Übereinstimmung zu bleiben.

2) Anders, falls Molekularstöße eingreifen oder die Differentialgleichungen nicht mehr linear homogen wären. — Siehe P. Ehrenfest, „Über die physikalischen Voraussetzungen der Planckschen Theorie". Wien. Ber. 114 [2a], 1905, § 9 und M. Planck, „Vorlesungen . . .". Schlußparagraph und Anmerk. zu § 109.

1) Wenn wir hier „Spektralverteilung" und „Energieverteilung auf die einzelnen Partialschwingungen" identifizieren, so entspricht das den Festsetzungen, die Herr Planck in den §§ 164—166 akzeptiert. Die Beziehung zu den Festsetzungen des § 180 bleibe an dieser Stelle unerörtert.

2) In der Tat findet sich in der Einleitung jener Arbeit, mit der Herr Planck vor neun Jahren die Publikation seiner Theorie eröffnete, folgender Passus (Berl. Akademie 4II, 1897, § 7): „Der Resonator beeinflußt aber auch die Färbung der erregenden Welle, wenn man darunter die Verteilung ihrer gesamten Intensität auf die verschiedenen in ihr enthaltenen einfach periodischen Schwingungsarten versteht und es ist zu erwarten, daß er auch hier im Sinne eines gewissen Ausgleichs unter den Intensitäten verschiedener Farben wirkt, woraus sich dann wichtige Schlüsse auf die Energieverteilung im stationären Strahlungszustand innerhalb des betrachteten Raumes ergeben." — Eine vollständig befriedigende Auflösung dieses interessanten Paradoxons läßt sich nur bei eingehenderer Auseinandersetzung über die beiden Definitionen der Spektralverteilung geben. (Siehe vorige Anmerkung.)

aber ändert sich. Für dieses Modell kann man eine vollständige Analogie zum H-Theorem aufbauen. Akzeptiert man für den Augenblick das H-Theorem ohne Vorbehalt, so würde es zeigen: Eine anfängliche Ungleichförmigkeit in der Dichteverteilung und in den Geschwindigkeitsrichtungen gleicht sich aus. Von einer Tendenz zu einem Ausgleich der auf die einzelnen Moleküle entfallenden Energiebeträge kann natürlich keine Rede sein. Wohl wächst die Größe H bis zu einem Wert, den sie nicht mehr überschreitet, solange das Modell abgeschlossen bleibt, entsprechend der partiellen Verminderung der anfänglichen Ordnung. Die Entropie nimmt aber in beiden Modellen nicht ihren „absoluten" Maximalwert für die vorgegebene Totalenergie an. Den würde sie nur annehmen, wenn in jenem Modell die Strahlung schwarz, in diesem Modell die Geschwindigkeitsverteilung maxwellisch werden wollte, wozu nicht die Möglichkeit besteht.[1]) Die Strahlung vermag also im abgeschlossenen Modell im allgemeinen auch nicht einen Zustand zu erreichen, „der sich durch absolute Stabilität auszeichnet". Im Planckschen Modell sind unendlich viele nicht-schwarze Strahlungen vollkommen stabil. Es hat sich dieses besonders einfach mit Hilfe einer dimensionellen Methode zeigen lassen.[2]) Wenn nun Herr Planck in die jetzige Darstellung der Grundlage seiner Resonatorentheorie die Forderung der „absoluten Stabilität" explizit mit aufgenommen hat, so drängt sich die Frage auf: Wodurch soll diese absolute Stabilität bewirkt oder auch nur erkannt werden?

§ 3. Wir verdanken Herrn Planck eine zweite Theorie der Hohlraumstrahlung, die — wenn ich richtig verstanden habe — von dieser Resonatorentheorie physikalisch unabhängig ist und die schon ein ungewöhnlich schönes Resultat gezeitigt hat: die sehr scharfe Festlegung der Boltzmannschen Konstante k ($^3/_2\, k\, T$ = mittlere kinetische Energie eines Moleküles bei der Temperatur T). Für das Folgende sei diese Theorie kurz als „Komplexionentheorie" bezeichnet. Es sei eine Darstellung erlaubt, die mehr den Methoden von Rayleigh und Jeans entspricht.[3]) Die Amplituden und Phasen der Eigenschwingungen eines Raumes innerhalb einer Spiegelhülle sind im selben Sinne voneinander als physikalisch unabhängig anzusehen wie die Geschwindigkeiten der Moleküle eines kräftefreien Gases. Diese Bemerkung gibt Anlaß, die kinetische Definition, die Boltzmann für die Entropie eines nicht im Gleichgewicht befindlichen Gasgemisches gegeben hat, auf dieses System zu übertragen. Den enorm vielen Molekülen einer Sorte hätten zu entsprechen die enorm vielen Hauptschwingungen des Hohlraumes, deren Frequenz zwischen ν und $\nu + d\nu$ liegt. Die Entropie einer in der Spiegelhülle eingeschlossenen Strahlung würde dann gegeben sein durch[1])

$$S = \text{konst.} - k \int_0^\infty d\nu\, N(\nu) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\nu, f, g) \lg F(\nu, f, g)\, df\, dg. \qquad (1)$$

Hierin bedeutet $N(\nu)\, d\nu$ die Gesamtzahl aller Eigenschwingungen, deren Frequenz zwischen ν und $\nu + d\nu$ liegt; $N(\nu)\, d\nu F(f, g, \nu)\, df\, dg$ die Zahl derjenigen unter ihnen, für die augenblicklich

1. die Elongation f zwischen f und $f + df$,
2. das Moment g zwischen g und $g + dg$

liegt. Bezeichnen wir die Gesamtenergie einer solchen Eigenschwingung in diesem Zustand mit ε_ν, so sei

$$\varepsilon_\nu = \frac{\alpha_\nu}{2} f^2 + \frac{\beta_\nu}{2} \dot{f}^2, \qquad (2)$$

somit

$$g_\nu = \frac{\partial \varepsilon_\nu}{\partial \dot{f}}. \qquad (3)$$

Die Grundhypothese der kinetischen Komplexionentheorie ist dann diese: Teilt man dem betrachteten System durch die in der Natur vorhandenen Mittel ein gewisses Quantum Energie mit und schließt das System ab, nachdem Gleichgewicht eingetreten ist, so wird im Gleichgewicht jene Verteilungsfunktion F herrschen, die der Funktion S den größten Wert erteilt, der bei Berücksichtigung aller den Endzustand einschränkenden Bedingungen überhaupt möglich ist. (Die dadurch festgelegte spezielle Form der Funktion F heiße im folgenden die „Grenzverteilung".) — Diese Grundhypothese der Boltzmannschen Komplexionentheorie ist zugleich die der Planckschen. Dementsprechend hat man alle einschränkenden Bedingungen in Form von Relationen niederzuschreiben, denen

1) Statt Zerstreuer zu Hilfe zu nehmen, kann man einfach die Wand aufgerauht denken als Analogon zur diffusen Reflexion. Aber auch die Reflexion der Moleküle (respektiv der Strahlung) an glatten Wänden von nur einigermaßen unregelmäßiger Gestalt wird im allgemeinen denselben Erfolg aufweisen, allerdings erst in größeren Zeiträumen. Daß in solchen Fällen die Boltzmannsche Größe H sich überhaupt verändern kann (entgegen den Sätzen in § 18 des Bd. I (S. 126) und § 75 des Bandes II der Boltzmannschen Gastheorie) wird an anderer Stelle gezeigt werden zugleich mit den analogen Aussagen für die Strahlungsthermodynamik.

2) P. Ehrenfest, Wien. Ber. **114** [2a], S. 1301, 1905. Diese Methode ist von H. A. Lorentz im Jahre 1901 Amst. Akad. angegeben worden.

3) Zitat und Besprechung in § 165 und 166 der „Vorlesungen . . ." von Planck.

1) Weitere Bemerkungen zu dieser Festsetzung an anderer Stelle. Bei Modellen, wie sie im vorigen Paragraphen besprochen wurden, gibt es zwei verschiedene Arten von Definitionen von S. In einem Falle bleibt im abgeschlossenen Modell S zeitlich konstant, im andern Falle nicht. — Bei der Wahl von S hat man die Bemerkungen zu berücksichtigen, die M. Laue über den Einfluß der Kohärenz auf den Entropiewert gemacht hat. Ann. d. Phys. **20**, 365, 1906.

F genügen muß[1]) und hat durch Variation von F bei Berücksichtigung dieser Relationen das relative Maximum von S aufzusuchen. — Als solche Bedingungen kommen hier jedenfalls in Betracht:

$$\text{I.} \qquad \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} F(\nu, f, g)\, df\, dg = 1.$$

Denn entsprechend der Definition von F ist ja:

$$N(\nu)\, d\nu = N(\nu)\, d\nu \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} F(\nu, f, g)\, df\, dg.$$

$$\text{II.} \qquad \int_0^{\infty} d\nu\, N(\nu) \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_\nu F(\nu, f, g)\, df\, dg = E,$$

wo E die im Hohlraum eingeschlossene Strahlungsenergie ist, deren Gesamtwert vorgegeben sei. — Über das Eingreifen anderer Bedingungen weiter unten. — Bestimmt man das relative Maximum von S unter alleiniger Berücksichtigung der Relationen I und II, so verlaufen die Rechnungen genau so wie für ein Gasgemisch.[2]) Man erhält dann als Grenzfunktion die bekannte Boltzmann-Maxwellsche Verteilung und als Konsequenz die Aussage, daß der mittlere Energieinhalt für die Hauptschwingung jedes Frequenzgebietes derselbe ist. Behandelt man mit derselben Methode ein System, das aus Äther + Molekülen besteht, was hier unterbleiben soll, so ergibt sich: dieser mittlere Energieinhalt wäre weiter auch noch gleich dem mittleren Energieinhalt der Moleküle. Daraus aber würde schließlich, wie Rayleigh und Jeans durch Auswertung der Größe $N(\nu)$ für einen Würfel gezeigt haben, folgende Spektralgleichung für die Hohlraumstrahlung folgen

$$\varphi(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2 k T}{c^3}, \qquad (4)$$

wo c die Lichtgeschwindigkeit und $^3/_2\, k\, T$ die mittlere kinetische Energie eines Moleküles bei der Temperatur T ist. — Diese Formel kann nur für lange Wellen und hohe Temperaturen mit der Beobachtung in Einklang gebracht werden. Bemerkt aber muß werden

1. sie besitzt die vom Wienschen Verschiebungsgesetz geforderte Form

$$\varphi(\nu, T) = \nu^3 f\left(\frac{T}{\nu}\right); \qquad (5)$$

2. sie beansprucht genau ebenso wie die Plancksche Spektralgleichung eine exakte Determination der Boltzmannschen Konstante k zu geben, sobald man sie in ihrem Gültigkeitsbereich mit der Beobachtung vergleicht.[3])

Für höhere Frequenzen ist die Spektralgleichung (4) schon deshalb zu verwerfen, weil sie für $\nu = \infty$ zu unendlich hohen Intensitäten führt. — Es ist darnach die Frage naheliegend: Durch welches Mittel hat die Plancksche Komplexionentheorie diese Schwierigkeit vermieden?

§ 4. Man hat da zunächst ganz allgemein das Eingreifen noch anderer einschränkender Bedingungen neben I und II zu berücksichtigen. Daß solche physikalisch begründet sein könnten, dürfte folgende Bemerkung zeigen, die ich übrigens nur zur Exemplifikation anführe. Nehmen wir an, daß in der Natur alle Strahlungserregung ausschließlich durch die Vermittelung von Elektronen erfolge und daß diese Elektronen durchaus eine bestimmte Struktur besäßen. Diese spezielle Struktur — vielleicht einfach der ein für allemal feste Durchmesser der Elektronen[1]) vermag prinzipiell schon zu bewirken, daß nicht jede beliebige denkbare Erregung der Hauptschwingungen unseres Hohlraumes durch natürliche Mittel verwirklicht werden kann. Zurzeit ist es noch nicht gelungen, irgendeine derartige weitere Einschränkungsbedingung aus einer physikalischen Hypothese abzuleiten.[2])

Durch willkürliche Ansetzung aber auch nur einer einzigen weiteren Relation für $F(\nu, f, g)$ kann man natürlich schon jede beliebige Funktion F als Grenzverteilung herausrechnen.

Man setze z. B. eine dritte Relation für F in der sogar noch sehr speziellen Form[3]) an:

$$\text{III.} \qquad \int_0^{\infty} d\nu\, N(\nu) \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\nu, f, g)\, F(\nu, f, g, df\, dg = A,$$

wo Φ eine willkürlich gewählte Funktion und A eine Konstante ist. Der Kalkül zur Bestimmung der Grenzverteilung F lautet dann:

$$\delta H + \varrho\, \delta I + \sigma\, \delta II + \tau\, \delta III = 0, \qquad (6)$$

wo ϱ, σ, τ Multiplikatoren sind, die sich schließlich aus I, II, III bestimmen. Die Ausrechnung liefert:

$$\lg F_{(\nu, f, g)} + 1 + \varrho + \sigma\varepsilon_\nu + \tau\, \Phi(\nu, f, g) = 0$$

oder

$$F(\nu, f, g) = e^{-[1 + \varrho + \sigma\varepsilon_\nu (f, g) + \tau\Phi(\nu, f, g)]}, \qquad (7)$$

also ganz von der willkürlichen Wahl von Φ abhängig.

Eine beliebig erwünschte Spektralverteilung läßt sich erst recht auf unendlich viele verschiedene Weisen durch Adjunktion einer passenden Re-

1) Es sind Bedingungen konstruierbar, für die diese Darstellungsform nicht mehr möglich ist.

2) Die Rechnung für ein Gas ist vollständig durchgeführt im § 142 der „Vorlesungen".

3) Siehe Rayleigh und Jeans Briefe in „Nature" Bd. 72 (1905), ferner H. A. Lorentz, Amsterd. Ak. 1903, S. 666. — Die gesamte Strahlungsenergie, die auf das Frequenzgebiet ν_1 bis ν_2 entfällt, ist durch Strahlungsmessung sehr genau bestimmbar. — Die Zahl der daran beteiligten Eigenschwingungen ist sehr genau berechenbar (im Gegensatz zu der dazu analogen Loschmidtschen Zahl), so gelangt man zu einer sehr guten Bestimmung des Energieinhaltes eines Moleküles bei der betreffenden Temperatur.

1) Die Ausdehnung des Elektrons kommt besonders für die Erregung der Eigenschwingungen sehr kurzer Wellenlängen in Betracht.

2) Vergl. Bemerk. 1 im § 5.

3) Vergl. die 3. Anmerkung zu § 3.

lation III errechnen. Denn sie schreibt ja nicht einmal das F selber, sondern nur die Werte von

$$N(\nu)\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\varepsilon_\nu F(\nu, f, g)\, df\, dg \qquad (8)$$

für jedes ν vor. — Da der Weg von der Beobachtung zu einer empirischen Formel für die Spektralverteilung und vollends von da zur Aufstellung einer solchen Variationsbedingung (III) nichts weniger als eindeutig ist, so hat die Ableitung einer Spektralgleichung aus einer Variationsbedingung erst von dem Moment an als eine theoretische Ableitung zu gelten, wo man die gewählte Variationsbedingung irgendwie physikalisch begründen kann. In den Fällen, wo Boltzmann die Methoden der Komplexionentheorie benützte, steht natürlich gerade die physikalische Diskussion der verwendeten Variationsbedingungen an der Spitze der Untersuchung.[1])

§ 5. Man kann speziell die von Herrn Planck angegebene Spektralgleichung[2])

$$\varphi(\nu, T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}\,\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

zu erhalten wünschen, da sie bekanntlich sehr gut mit der Beobachtung übereinstimmt. Nach dem oben Erörterten kann man da natürlich wieder beliebig verschiedene Formen für die noch zu adjungierende Variationsbedingung wählen. Wir wollen nun diejenige betrachten, die Herr Planck gewählt hat. In der hier benutzten Terminologie würde sie etwa so auszusprechen sein: Die Eigenschwingungen der Frequenz ν sollen nur solche Energiebeträge ε_ν besitzen können, die ganzzahlige Vielfache des Energiequantums

$$\varepsilon_\nu{}^0 = h \cdot \nu = 6{,}548 \cdot 10^{-27} \cdot \nu \; erg \qquad (9)$$

sind; gleichsam als ob für jede Frequenz ν die Schwingungsenergie aus „Energie-Atomen" von der zahlenmäßigen angebbaren Größe

$$\varepsilon_\nu{}^0 = 6{,}548 \cdot 10^{-27} \cdot \nu \; erg$$

bestünde.[3]) Es sei gestattet, diese Bedingung in die in der statistischen Mechanik übliche Form zu bringen. Ich vermochte nicht, sie in volle Übereinstimmung mit der analogen Formulierung zu bringen, die Herr Planck im § 150 der „Vorlesungen" gibt. Wir führen für die Eigenschwingungen der Frequenz ν eine f-g-Bildebene ein. Jede Eigenschwingung hat dort einen Bildpunkt, der ihrem augenblicklichen Schwingungszustand entspricht. Jene Energieatomhypothese besagt dann: Der Bildpunkt einer Eigenschwingung von der Frequenz ν kann nicht jede beliebige Lage auf der Fläche einnehmen; er darf vielmehr nur auf bestimmten Kurven liegen — nämlich auf der Ellipsenschar

$$(\varepsilon_\nu =) \frac{\alpha_\nu}{2} f^2 + \frac{1}{2\beta_\nu} g^2 = m \cdot h\nu, \qquad (10)$$

wo m die Reihe der ganzen Zahlen durchläuft bis zu einem solchen Wert, daß $m\,h\,\nu$ den vorgegebenen Wert für die totale Strahlungsenergie bei weiterer Vergrößerung von m überschreiten würde.

Nach diesem Exkurs kehren wir nun noch einmal zu der Frage am Schlusse des § 3 zurück: Durch welches Mittel macht die Planckschen Theorie die unendlich vielen ultravioletten Obertöne des Hohlraumes unschädlich, so daß sie nicht wie bei Rayleigh und Jeans die ganze Energie wegsaugen, sondern daß vielmehr die Spektralkurve nach dem Ultravioletten zu stark abfällt?[1]) Man erkennt nun leicht, wieso der Ansatz (9) für die Größe der Energieatome in diesem Sinne wirken kann: Nach Gleichung (9) wachsen die Planckschen Energieatome mit wachsendem ν über alle Grenzen. Dieser Umstand bildet natürlich an sich keinen ernstlichen physikalischen Einwand; denn wie eine Abschätzung auf Grund der von Herrn Planck gegebenen Zahlen zeigt, hat $\varepsilon_\nu{}^0$ im Gebiet der beobachtbaren Strahlung einen Wert von der Größenordnung der mittleren kinetischen Energie eines Moleküles für $T = 1000$. Wohl aber scheint er für eine Vergleichung der Planckschen Theorie mit Rayleigh-Jeansschen und mit der von H. A. Lorentz gegebenen methodisch bedeutsam zu sein.

Weesen am Wallensee, 28. Juni 1906.

(Eingegangen 2. Juli 1906.)

1) Siehe z. B. Boltzmann: Über das Arbeitsquantum, das bei chemischen Verbindungen gewonnen werden kann. Wien. Ber. Bd. 88 [II], 1883.

2) Über den Weg, auf dem diese Spektralgleichung ursprünglich gefunden wurde, siehe Schluß des § 189.

3) Man kann nun mit Hilfe einer diskontinuierlichen Funktion Φ diese Bedingung auf die Form III bringen oder auch auf direkterem Wege zur Spektralgleichung gelangen. Daß eine physikalische Deutung dieser Festsetzung zurzeit nicht existiert, bespricht Herr Planck an folgenden Stellen: §§ 149, 150, 158, 166, Ende und im Schlußparagraphen des Buches. — Zur Ausführung des § 149 möchte ich bemerken: Das Auftreten der $f(\lambda T)$ im Wienschen Verschiebungsgesetz läßt bis zu einem gewissen Grade erwarten, daß in einer vollständigen Theorie eine universelle Konstante auftreten dürfte, die unter eventueller Assistenz der Boltzmannschen Konstante k und der Lichtgeschwindigkeit c das Argument λT durch Division dimensionslos zu machen hat. Wenn also die obenerwähnte Konstante h, wie § 149 zeigt, die Dimension einer Wirkung d. h. Energie mal Zeit besitzt, so rührt das nur daher, daß der spezielle Ansatz (9) für das Energieatom durch Verwendung des Wienschen Verschiebungsgesetzes gewonnen wurde (§ 148).

1) Vergl. die 1. Anmerkung in § 4.

Über diffuse Zerstreuung polarisierten Lichtes von matten Oberflächen.

Von D. Chmyrow und N. Slatowratsky.

Die Frage über die diffuse Lichtzerstreuung von matten Oberflächen kann man nicht als genug ausgearbeitet ansehen. Insbesondere die Erscheinung der Depolarisation des polarisierten Lichtes nach seiner Zerstreuung von einer matten Oberfläche war von Provostaye und Desains (1852) nachgewiesen; dieselben haben auch die Verschiedenheit schwarzer und weißer Körper in dieser Hinsicht festgestellt: in der Tat geben die schwarzen einen größeren Polarisationsgrad, die weißen einen geringeren. Es wurde aber von den Forschern, welche den Gegenstand später untersucht haben, eine ganz allgemeine Behauptung ausgesprochen, daß das polarisierte Licht bei der diffusen Zerstreuung völlig depolarisiert wird (Wright, Ann. d. Phys. 1900, Nr. 1).

In neuester Zeit hat Herr Prof. Umow[1]) die Verschiedenheit des Polarisationsgrades des Lichtes gezeigt, das von den Stoffen mit auswählender Absorption zerstreut ist; nämlich, die Lichtstrahlen, welche die geringste Absorption erleiden, zeigen in dem zerstreuten Lichte den geringsten Polarisationsgrad, die am meisten absorbierbaren den größten. Zur genaueren Untersuchung dieser Erscheinung hat Prof. Umow uns angeregt, wofür wir beide ihm unseren Dank aussprechen.

Wir haben die parallelen Messungen des Polarisationsgrades und der Intensität des zerstreuten Lichtes vorgenommen. Als Objekte der Untersuchung wurden Platten genommen, die aus verschiedenen pulverisierten farbigen Stoffen gepreßt wurden. Als Lichtquelle diente der Faden einer Nernstschen Lampe (1 Amp.), der in der Fokalebene einer Linse verschiebbar gestellt war; ein paralleles Strahlenbüschel ging durch ein Prisma à vision directe und ein Nicol mit vertikaler Polarisationsebene; mittels einer zweiten Linse wurde auf die zum Lichtstrahl normal gestellte Platte das wirkliche Spektralbild (oder das Bild des Nernstschen Fadens, falls das Spektroskop abgenommen war) projektiert.

Das diffus zerstreute Licht war immer in der horizontalen Zerstreuungsebene unter dem Winkel 35—40° untersucht. Der Polarisationsgrad war mittels eines sorgfältig kalibrierten Glasplattensatzes in Verbindung mit dem Savartschen Polariskop (Doppelquarzplatte, Nicol und Fernrohr) gemessen. Die Verschiebung der Lichtquelle in horizontaler und senkrechter Richtung zur optischen Achse des Apparates ermöglichte die Beleuchtung einer und derselben Stelle der zur Untersuchung dienenden Platte mit verschiedenen Spektralstrahlen. Die Skala der Lampenverschiebung war auf die Wellenlängen des Lichtes kalibriert. Alle Messungen liegen im Intervalle $\lambda = 0{,}67\,\mu$ bis $\lambda = 0{,}49\,\mu$. Auf die richtige Koordination dieser Polarisationsmessungen mit den Intensitätsmessungen wurde besondere Aufmerksamkeit gerichtet.

Die Intensitäts-(Helligkeits-)Messungen wurden unter demselben Zerstreuungswinkel vorgenommen, doch war das Objekt mit dem unpolarisierten Lichte bestrahlt. Als Helligkeitseinheit war immer die Helligkeit des von einer aus dem Magnesium ustum gepreßten Platte diffus zerstreuten Lichtes angenommen, da dieser Stoff keine auswählende Absorption zeigt und darum als vollkommen weiß gilt. Die eine Spalte des Spektrophotometers (der aus einer Linse, Wollastonsches Prisma, Fernrohr und Nicol bestand) wurde auf die Magnesiumplatte, die andere auf die untersuchte Platte gerichtet; die beiden Platten wurden normal zu den einfallenden Strahlen gestellt und mit demselben Spektrum beleuchtet. Die Methode der Spektrumverschiebung war dieselbe.

Die Ergebnisse unserer Arbeit bestätigen die von Prof. Umow bemerkte Tatsache. Wie folgende Diagramme und Tabellen zeigen, ist der geringste Polarisationsgrad mit den hellsten Spektralgebieten verbunden, der höchste mit den dunkelsten. Der Polarisationsgrad für eine gegebene Wellenlänge (das Verhältnis der Intensität des polarisierten Anteils zur vollen Intensität des zertreuten Lichtes entsprechender Farbe) ist in den Tabellen in dritter Kolumne unter p, die Intensität des diffus zerstreuten Lichtes in zweiter Kolumne unter i gestellt. In erster Kolumne sind die betreffenden Wellenlängen λ (in μ) gezeigt. Alle

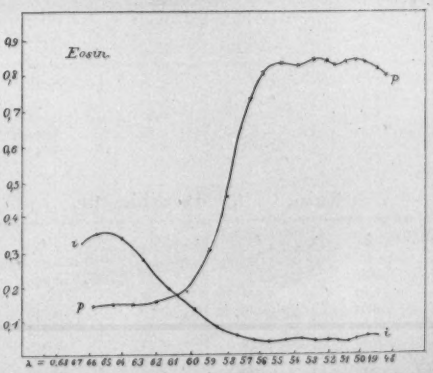


Fig. 1.

[1]) N. Umow, Chromatische Depolarisation durch Lichtzerstreuung. Diese Zeitschrift **8**, 674, 1905.

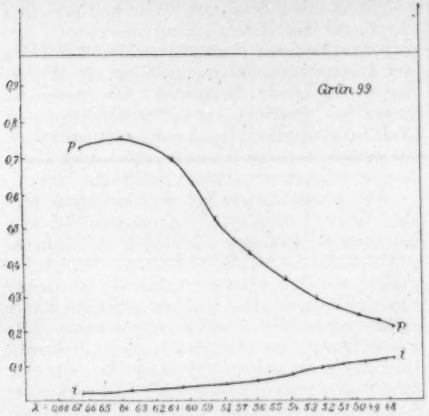


Fig. 4.

Tabellen sind für diese Wellenlängen aus unseren Messungen graphisch interpoliert, wie man es aus beistehenden Diagrammen sehen kann.

In vierter Kolumne sind die Intensitäten i_p des polarisierten Anteils, gleich i multipliziert mit p, gegeben.

Was die untersuchten Stoffe betrifft, so sind Eosin und Malachitgrün von Kahlbaum, alle anderen aus dem chemischen Laboratorium der Universität Moskau bezogen. Wir haben die Absicht, diese Untersuchungen fortzusetzen.

Die Intensität i_p des seine Polarisation behaltenden Lichtes ist für einen und denselben Farbstoff nur wenig veränderlich; doch ist sie

Tabelle I. Eosin.

λ	i	p	i_p
0,66	0,362	0,140	0,051
0,64	0,320	0,152	0,049
0,62	0,195	0,168	0,033
0,60	0,120	0,29	0,035
0,58	0,060	0,64	0,038
0,56	0,046	0,84	0,038
0,54	0,056	0,86	0,048
0,52	0,053	0,86	0,045
0,50	0,051	0,86	0,044

Tabelle II. Malachitgrün.

λ	i	p	i_p
0,66	0,040	0,88	0,035
0,64	0,041	0,82	0,034
0,62	0,049	0,78	0,038
0,60	0,052	0,71	0,037
0,58	0,059	0,72	0,043
0,56	0,070	0,64	0,045
0,54	0,080	0,60	0,048
0,52	0,098	0,56	0,055

Tabelle III. Orange 2B.

λ	i	p	i_p
0,66	0,52	0,075	0,039
0,64	0,55	0,070	0,038
0,62	0,48	0,070	0,034
0,60	0,36	0,075	0,027
0,58	0,210	0,180	0,038
0,56	0,061	0,460	0,028
0,54	0,030	0,640	0,019
0,52	0,020	0,705	0,014
0,50	0,019	0,745	0,015

Tabelle IV. Ponceau RR.

λ	i	p	i_p
0,66	0,39	0,10	0,039
0,64	0,32	0,10	0,032
0,62	0,20	0,14	0,028
0,60	0,11	0,24	0,026
0,58	0,050	0,55	0,027
0,56	0,039	0,72	0,028
0,54	0,030	0,83	0,025
0,52	0,030	0,82	0,025
0,50	0,030	0,83	0,025

Tabelle V. Bordeaux G.

λ	i	p	i_p
0,66	0,21	0,180	0,038
0,64	0,10	0,275	0,028
0,62	0,06	0,445	0,027
0,60	0,05	0,65	0,032
0,58	0,035	0,80	0,028
0,56	0,030	0,85	0,026
0,54	0,030	0,87	0,026
0,52	0,028	0,87	0,024
0,50	0,027	0,87	0,024

Tabelle VI. Echtgelb.

λ	i	p	i_p
0,66	0,65	0,12	0,078
0,64	0,66	0,12	0,079
0,62	0,67	0,11	0,074
0,60	0,67	0,11	0,074
0,58	0,59	0,12	0,071
0,56	0,39	0,17	0,066
0,54	0,23	0,24	0,055
0,52	0,14	0,31	0,043
0,50	0,11	0,35	0,039

Tabelle VII. Säuregrün GG.

λ	i	p	i_p
0,66	0,021	0,74	0,015
0,64	0,028	0,75	0,021
0,62	0,037	0,72	0,027
0,60	0,041	0,61	0,025
0,58	0,050	0,48	0,024
0,56	0,060	0,40	0,024
0,54	0,080	0,34	0,027
0,52	0,095	0,27	0,026
0,50	0,108	0,25	0,027

in dunklen (absorbierten) Spektralgebieten etwas geringer. Je weniger der Körper die betreffenden Strahlen absorbiert, desto größer ist die Intensität i_p des von diesem Körper diffus zerstreuten polarisierten Lichtes. Der im allgemeinen schwach absorbierende Stoff Echtgelb gibt verhältnismäßig große Intensität i_p. Unser weißer Körper, Magnesium ustum, der uns als Helligkeitseinheit diente, zeigt den Polarisationsgrad 14%, folglich die Intensität $i_p = 0{,}14$, also viel größer als andere Körper.

Moskau, Physik. Inst. d. Univ. 27. April 1906.

(Eingegangen 16. Juni 1906.)

Die Verwendbarkeit des Rotationskompasses als Ersatz des magnetischen Kompasses.

Von O. Martienssen.

Im Jahre 1852 wurde zuerst von Leon Foucault[1]) darauf hingewiesen, daß die Achse eines Kreisels, die gezwungen wird, sich nur in einer horizontalen Ebene zu bewegen, die Tendenz zeigen muß, sich in die Nord-Südrichtung einzustellen und demnach ein derartiger Kreisel als „Rotationskompaß" dienen kann. Seitdem ist von verschiedenen Seiten[2]) versucht worden, auf Grund dieser Tatsache einen praktisch verwendbaren Kompaß ohne jede Deklination zu konstruieren. Indessen ist über die Ausführungen nur wenig bekannt geworden, da die diesbezüglichen Versuche größtenteils von seiten der Kriegsmarinen in Frankreich, Holland und England ausgeführt wurden; zu einem praktischen Ergebnis haben diese Versuche auf jeden Fall nicht geführt.

In neuerer Zeit ist die Frage wiederum akut geworden, und zwar vornehmlich für die Kriegsmarinen, da das magnetische Erdfeld durch die Panzerung der Fahrzeuge derartig verzerrt wird, daß sich kaum ein einwandfreier Aufstellungsort für den magnetischen Kompaß auf dem Schiffe finden läßt. Ich habe daher die Frage der Konstruktion eines Rotationskompasses im Auftrage der Firma Siemens & Halske eingehend geprüft; die Resultate sollen in den folgenden Zeilen kurz angegeben werden. Erwähnt sei vorher, daß die ersten diesbezüglichen Versuche in den 90er Jahren von Herrn Geheimrat Werner von Siemens geleitet wurden unter Anlehnung an das von Herrn van den Bos[1]) auf Grund seiner Patentanmeldung vorgelegte Modell.

Der von mir für Versuchszwecke hergestellte Rotationskompaß ist in Fig. 1 abgebildet, in Fig. 2 schematisch dargestellt.

Das auf einem Dreifuß aufgestellte Gefäß A ist mit Petroleum gefüllt; in demselben schwimmt die Kompaßrose B, derartig, daß sie nur mit einigen Grammen Druck mittels der Lagerspitze L in dem Steinlager C ruht. Die Kompaßrose B besteht aus einem luftdicht geschlossenen Gefäß mit Metallboden und Glasglocke. In dieser ist der Rotationskörper E mit seiner Achse M auf Friktionsrädern G gelagert. 2 Elektromotore F gestatten, die Achse in sehr schneller Rotation zu erhalten. Die Stromzuführung geschieht einerseits durch das untere Lager und das Bodenstück der Kompaßrose, andererseits durch ein Quecksilbergefäß H, in welches ein am Deckel des Gefäßes A befestigter Metallstab J taucht. Das Quecksilbergefäß H ist so groß, daß kleine seitliche Be-

1) Sur les phénomènes d'orientation des corps tournants entrainés par une axe fixe à la surface de la Terre; Nouveaux signes sensibles du mouvement diurne. Comptes Rendus **35**, 421, Paris 1852.

2) M. Edm. Dubois, Sur le gyroscope marin. Comptes Rendus **98**, 227, Paris 1884.
Sir William Thomson, Gyrostatic model of a magnetic compass. Nature **30**, 524, London 1884.

1) Maximus Gerardus van den Bos u. Barend Jause im Haag. D. R.-Pat. Kl. 42 Nr. 34513, 1886. Neuerung an Schiffskompassen.

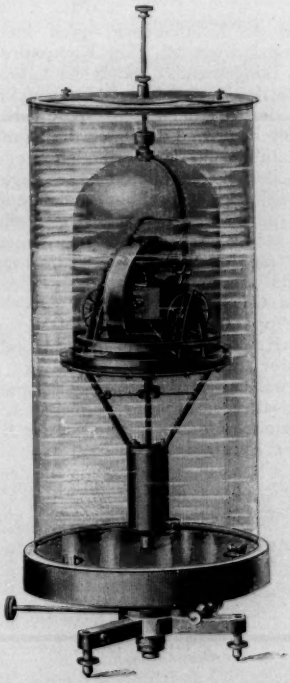


Fig. 1.

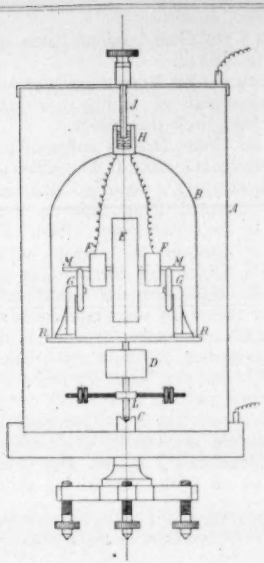


Fig. 2.

wegungen der Kompaßrose durch den Stab J nicht behindert werden. Die Kompaßrose trägt unten ein Bleigewicht D, damit der Schwerpunkt möglichst tief unter dem Schwerpunkt (Metazentrum) der von der Kompaßrose verdrängten Flüssigkeit liegt, und demnach die Kompaßrose große Stabilität in der vertikalen Stellung besitzt; in der horizontalen Ebene dagegen ist dieselbe sehr leicht drehbar, solange der Rotationskörper E nicht rotiert. Die Stellung der Rotationsachse wird einerseits an einer Kreisteilung R an dem Bodenstück der Kompaßrose, andrerseits an einer Marke des äußeren feststehenden Gefäßes A abgelesen.

Der Apparat besteht also im wesentlichen aus einem Kreisel, dessen Achse durch die Schwerkraft in der Horizontalen gehalten wird und der um eine nahezu vertikale Achse zusammen mit dem Kreiselträger drehbar angeordnet ist.

Um zunächst die Bewegungen der Kompaßrose unter Einwirkung der Erdrotation theoretisch zu erkennen, gehen wir von den Eulerschen Gleichungen in der von F. Klein und A. Sommerfeld gegebenen Form[1]) aus:

$$\left.\begin{aligned} W_x &= -\frac{dL}{dt} + Mr - Nq + \Lambda \\ W_y &= -\frac{dM}{dt} + Np - Lr + \mathsf{M} \\ W_z &= -\frac{dN}{dt} + Lq - Mp + \mathsf{N}. \end{aligned}\right\} \quad (1).$$

1) F. Klein u. A. Sommerfeld: Über die Theorie des Kreisels, Heft 1, 166, Leipzig 1897.

Hier bedeuten L, M, N die Komponenten des Impulses (Rotationsmomentes der Bewegung), p, q, r die Komponenten der Winkelgeschwindigkeiten, Λ, M, N die Komponenten des Drehmomentes der kontinuierlich wirkenden äußeren Kräfte, W_x, W_y, W_z die Komponenten des Widerstandes, den das System bei seiner Drehung zu überwinden hat; schließlich mißt t die Zeit.

Wir wählen für unseren Apparat den unteren Unterstützungspunkt als Koordinatenanfang und legen die „x-Achse" parallel zur Rotationsachse des Kreisels. Als „z-Achse" wählen wir die Verbindungslinie zwischen Schwerpunkt der Kompaßrose und Schwerpunkt der verdrängten Flüssigkeit. Die „z-Achse" fällt also mit der Vertikalen des Aufstellungsortes zusammen, wenn der Kreisel nicht rotiert und der Schwimmkörper in Ruhe ist; diese Festlegung setzt übrigens voraus, daß der Schwerpunkt der Kompaßrose so ausequilibriert ist, daß die Rotationsachse senkrecht zur „z-Achse" steht; durch Laufmuttern wurde diese Schwerpunktlage am Apparat genau eingestellt. Die „y-Achse" steht dann senkrecht auf der „xz-Ebene" und fällt nahezu in die Horizontale. Bezüglich des Vorzeichens sei folgendes festgesetzt: Zeigt die positive x-Achse nach Norden, so zeige die positive y-Achse nach Osten und die positive z-Achse zum Zenith. Den Winkel, welchen die Rotationsachse des Kreisels (x-Achse) mit dem Meridian des Ortes einschließt, bezeichnen wir mit α, den sehr kleinen Winkel, den die z-Achse mit der Vertikalen bildet, mit β. Ferner können wir annehmen, daß die Ebene, die durch die „z-Achse" und Vertikale bestimmt ist, mit der „xz-Ebene" zusammenfällt, der Winkel β also in der „xz-Ebene" liegt. Denn eine Abweichung beider Ebenen voneinander würde durch Drehung der Kompaßrose um die „x-Achse" hervorgerufen werden. An einer solchen Drehung würde aber der Kreisel, der um die x-Achse in der Kompaßrose frei beweglich ist, nicht teilnehmen; es ist also diese Drehung durch den Kreisel nicht beeinflußbar, mithin ohne Bedeutung für unser Problem; mithin kann sie ebenso wie der Drehwinkel unverändert gleich o angenommen werden. Bezüglich des Vorzeichens gelte, daß alle Drehungen, die entgegen dem Uhrzeigersinn erfolgen, positiv heißen, also auch alle Winkel, die durch Drehung entgegen dem Uhrzeigersinn entstehen. Es ist also α positiv, wenn die Kreiselachse nach Westen von der Süd-Nordrichtung abweicht, β positiv, wenn die z-Achse nach Süden von der vertikalen abweicht.

Wir wollen nun zunächst annehmen, daß ein solcher Widerstand (W_x, W_y, W_z) ausgeübt wird, daß α und β konstant bleiben. Die Größe dieses Widerstandes ergibt sich dann aus obi-

gen Gleichungen, wenn die Differentialquotienten gleich o gesetzt werden.

Ferner ist dann die einzigste Drehung, welche die Kompaßrose ausführt, die konstante Erddrehung. Bezeichnen wir die Winkelgeschwindigkeit der Erde mit $\omega = \frac{2\pi}{24 \cdot 60 \cdot 60}$ 1/ sek., so sind die Komponenten nach den 3 Koordinatenachsen:

$$\left.\begin{aligned} p &= \omega_x = +\omega\cos\varphi\cos\alpha\cos\beta + \omega\sin\varphi\sin\beta \\ q &= \omega_y = \omega\cos\varphi\sin\alpha \\ r &= \omega_z = -\omega\sin\varphi\cos\beta + \omega\cos\varphi\cos\alpha\sin\beta \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

wenn φ die geographische Breite angibt. Bezeichnen wir ferner mit „Θ" das Trägheitsmoment des Kreisels um seine Rotationsachse, und mit „o" seine Winkelgeschwindigkeit, so ist „Θo" der Impuls (Rotationsmoment der Bewegung) des Kreisels. Dreht sich der Kreisel einigermaßen schnell, so ist auf jeden Fall ω sehr klein gegen o, und die Komponenten des Impulses, die durch die Erddrehung herrühren, gegen Θo zu vernachlässigen, so daß man setzen kann:

$$L = \Theta o, \qquad M = 0, \qquad N = 0.$$

Als äußere Kraft, die auf unseren Kreisel wirkt, haben wir nur die Schwerkraft; die Komponenten des durch dieselbe hervorgerufenen Drehmomentes sind

$$\Lambda = 0, \qquad \mathrm{M} = -mga\sin\beta, \qquad \mathrm{N} = 0$$

wo „m" die Masse der Kompaßrose, a die Entfernung vom Schwerpunkt derselben bis zum Schwerpunkt der verdrängten Flüssigkeit und $g = 981$ die Erdbeschleunigung sind.

Setzen wir diese Werte in die Bewegungsgleichungen ein, so erhält man aus der letzten Gleichung direkt

$$W_z = \Theta o\omega \cdot \cos\varphi\sin\alpha.$$

Wird dieser Widerstand W_z nicht ausgeübt, so bleibt α auch nicht konstant, sondern ändert sich unter der Wirkung eines Drehmomentes $K_z = -W_z$, so daß wird:

$$K_z = -\Theta o\omega\cos\varphi\sin\alpha. \quad (3)$$

Da K_z für $\alpha = 0$ ebenfalls o wird, so ist K_z direkt die Richtkraft, mit welcher sich die Kreiselachse in die Süd-Nordrichtung einstellt. Diese Richtkraft ist demnach unabhängig von der Stabilität der Kompaßrose, direkt proportional dem Trägheitsmoment und der Rotationsgeschwindigkeit des Kreisels und im übrigen abhängig von der Breite des Aufstellungsortes.[1])

Unter dieser Richtkraft wird nun die Kreiselachse um die Süd-Nordrichtung schwingen, wenn sie aus derselben herausgebracht ist, bis durch die Dämpfung in der Flüssigkeit die Ruhelage wieder erreicht ist. Sehen wir von der Dämpfung zunächst ab, so erhalten wir die Bewegungsgleichungen, wenn wir in den Eulerschen Gleichungen $W_x = W_y = W_z = 0$ setzen, ferner berücksichtigen, daß nunmehr außer der Erddrehung durch Änderung der Winkel α und β eine weitere Drehung der Kompaßrose stattfindet; es ist nämlich jetzt

$$p = \omega_x, \qquad q = \omega_y + \frac{d\beta}{dt}, \qquad r = \omega_z - \frac{d\alpha}{dt}$$

und, wenn wieder die durch die Erddrehung hervorgerufenen Impulskomponenten vernachlässigt werden

$$L = \Theta o, \qquad M = A\frac{d\beta}{dt}, \qquad N = -C\frac{d\alpha}{dt}.$$

Hier bedeutet A das Trägheitsmoment der Kompaßrose um die y-Achse, C das Trägheitsmoment derselben um die z-Achse; diese Werte in die 2 letzten Eulerschen Gleichungen (1) eingesetzt, ergeben unter der Voraussetzung, daß β sehr klein ist:

$$\left.\begin{aligned} \Theta o\frac{d\alpha}{dt} &= +A\frac{d^2\beta}{dt^2} - \Theta o\omega\sin\varphi + mga\beta \\ \Theta o\frac{d\beta}{dt} &= -C\frac{d^2\alpha}{dt^2} - \Theta o\omega\cos\varphi\sin\alpha. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Hier ist nun, wie sich leicht zeigen läßt, das Glied $A\frac{d^2\beta}{dt^2}$ auf jeden Fall zu vernachlässigen und man erhält durch Elimination des Winkels β:

$$\left(\frac{\Theta^2 o^2}{mga} + C\right)\frac{d^2\alpha}{dt^2} = -\Theta o\,\omega\cos\varphi\sin\alpha.$$

Es führt demnach unsere Kompaßrose Schwingungen aus unter Wirkung der Kraft K_z, als wenn das Trägheitsmoment um den Betrag $\frac{\Theta^2 o^2}{mga}$ vermehrt wäre.[1])

Für kleines α ergibt die Gleichung:

$$\alpha = P\sin(pt + \delta)$$

wo

$$p^2 = \frac{\omega\cdot\cos\varphi}{\frac{\Theta o}{mga} + \frac{C}{\Theta o}}$$

und P und δ Konstanten sind. Wird der größte Ausschlag mit α_0 bezeichnet, so ist die Integrationskonstante $P = \alpha_0$; wird ferner die Zeit von einem Augenblick an gewählt, an welchem $\alpha = 0$ ist, so wird die Konstante $\delta = 0$ und man erhält

$$\alpha = \alpha_0\sin pt \quad (5)$$

1) Dieselbe Gleichung wird von F. Klein u. A. Sommerfeld Bd. 3 S. 748 des oben zitierten Werkes für den Fall gefunden, daß die Kreiselachse die Horizontalebene nicht verlassen kann.

1) Auf diese scheinbare Vergrößerung des Trägheitsmomentes weist Sir William Thomson bereits in seiner oben zitierten Arbeit hin. Die von A. Föppl in dieser Zeitschrift 5, 416 ff., 1904 angegebene Schwingungsgleichung läßt das Trägheitsmoment um die z-Achse unberücksichtigt.

analog ergibt sich

$$\beta = \frac{\Theta_0}{mga}\{p a_0 \cos pt + \omega \sin \varphi\}.$$

Aus der Gleichung für β erhellt, daß es zulässig ist, β als sehr klein anzunehmen, solange nicht „mga" resp. der Abstand a ungemein klein ist, d. h. solange die Kompaßrose mit einiger Stabilität in der Flüssigkeit schwimmt.

Die Schwingungsdauer unseres Kompasses ist demnach

$$T = \frac{\pi}{p} = \frac{\pi}{\sqrt{\omega \cdot \cos\varphi}} \sqrt{\frac{\Theta_0}{mga} + \frac{C}{\Theta_0}}. \quad (6)$$

Diese Gleichung ist in vieler Hinsicht auffallend. Während nämlich die Richtkraft der Kompaßrose von der Stabilität derselben unabhängig war, ist dies für die Schwingungsdauer nicht der Fall; ist die Stabilität derartig groß, daß $\frac{\Theta_0}{mga}$ klein gegen $\frac{C}{\Theta_0}$ ist, so werden die Schwingungen analog denen eines magnetischen Kompasses, und das Quadrat der Schwingungsdauer ist umgekehrt proportional der Richtkraft; ist dagegen die Stabilität nicht sehr groß, so daß $\frac{\Theta_0}{mga}$ groß gegen $\frac{C}{\Theta_0}$ wird, so ist das Quadrat der Schwingungsdauer direkt proportional der Richtkraft, so daß wir durch Vergrößerung der Kreiselgeschwindigkeit zwar eine Vergrößerung der Richtkraft, aber auch der Schwingunsdauer erhalten. Hierin liegt ein wesentliches Hindernis zur Konstruktion eines Rotationskompasses. Denn zur Überwindung der Reibung im Lager und an der Flüssigkeit ist es nötig, die Richtkraft durch Vergrößerung von Θ_0 möglichst groß zu nehmen, so daß eine verhältnismäßig lange Schwingungsdauer nicht zu umgehen ist. Die Schwingungsdauer wird übrigens ein Minimum für $\frac{\Theta_0}{mga} = \frac{C}{\Theta_0}$, indessen ist es ohne weiteres klar, daß man stets C so klein als möglich wählen wird; dann wird es meistens nicht möglich sein, die Stabilität so groß zu machen, daß die Gleichung erfüllt bleibt.

Die Gleichungen wurden durch Versuche an dem oben abgebildeten Apparat bestätigt. An demselben gilt $\Theta = 19{,}6 \cdot 10^3$ $C = 67{,}2 \cdot 10^3$.

Hier ist Θ durch Rechnung ermittelt und durch Addierung der Trägheitsmomente der Motoranker (das Trägheitsmoment eines jeden betrug ca. 200 C.G.S.) korrigiert worden. Das Trägheitsmoment C um die Kompaßachse wurde durch Schwingungsbeobachtungen ermittelt.

Ferner war an dem Apparat $a = 12{,}0$ cm, $m = 4150$ g, so daß $mga = 47{,}8 \cdot 10^6$. Der Versuch wurde nun in folgender Weise angestellt: Nachdem der Strom eingeschaltet und die Rotationsscheibe eine konstante Tourenzahl erlangt hatte, wurden die Bewegungen des Teilkreises der Kompaßrose an der Marke des Gehäuses A beobachtet. Schon bei sehr geringer Tourenzahl der Rotationsscheibe (5 pro Sekunde) konnte eine Bewegung beobachtet werden; bei größerer Tourenzahl führte die Rose Schwingungen aus um eine mittlere Gleichgewichtslage, die durch Schattenbeobachtung um 12 Uhr mittags (Ortszeit) als diejenige erkannt wurde, bei welcher die Kreiselachse in der Süd-Nordrichtung liegt, wenigstens soweit, als es ohne genauere astronomische Beobachtungen möglich ist. Das feste Einhalten dieser bestimmten Richtung ergibt sich dadurch, daß aus der Beobachtung der Schwingungen keine merklich abweichenden „Nullpunkte" berechnet wurden.

Nachstehende Tabelle gibt eine Beobachtungsreihe wieder:

1. Tourenzahl des Kreisels $n = 40$ pro Sekunde.

Umkehrpunkt	Zeit	Nullage	Schwingungsdauer	Mittel	Berechnete Werte
68°	10h 58′10″	90,5	3′ 5″		
112	11h 1′15″	91	3′15″	3′0″	$\frac{\Theta_0}{mga} = 0{,}103$
75	„ 4′30″	89,5	2′55″		
102	„ 7′25″	89,0	3′ 0″		$\frac{C}{\Theta_0} = 0{,}0136$
79	„ 10′25″	89,0	2′50″		
97,5	„ 13′15″		2′55″		$T = 2'42''$
80,5	„ 16′100″				

2. Tourenzahl des Kreisels $n = 77$ pro Sekunde (Marke am äußeren Gefäße verschoben.)

115,5	11h 20′55″	76,5	3′45″		
41,5	„ 24′40″	76,2	3′40″	3′46″	$\frac{\Theta_0}{mga} = 0{,}198$
107,5	„ 28′20″	75,9	3′50″		
48,0	„ 32′10″		3′50″		$\frac{C}{\Theta_0} = 0{,}0071$
100,0	„ 36′ 0″				$T = 3'34''$

3. Tourenzahl des Kreisels $n = 160$.

99,3	12h 18′15″	76,8	5′ 0″		
55,3	„ 23′15″	76,8	5′ 0″	5′1″	$\frac{\Theta_0}{mga} = 0{,}412$
97,5	„ 28′15″	76,8	4′55″		
57,0	„ 33′ 5″		5′10″		$\frac{C}{\Theta_0} = 0{,}0034$
95,5	„ 38′15″				$T = 5'5''$

Hier gibt „n" die Tourenzahl des Kreisels pro Sekunde an, die erste Rubrik die an der Skala der Kompaßrose abgelesenen Umkehrpunkte in Bogengraden, die zweite Rubrik die Zeiten, an denen die Umkehr erfolgte. Die dritte Rubrik enthält die aus 3 Umkehrpunkten berechnete Nullage, die vierte Rubrik die aus 2 Umkehrzeiten berechnete Schwingungsdauer. Des weiteren ist der Mittelwert dieser beobachteten Schwingungszeiten angegeben und

schließlich die aus den obigen Formeln[1]) berechnete Schwingungszeit T sowie die beiden Werte $\frac{\Theta_0}{mga}$ und $\frac{C}{\Theta_0}$.

Man erkennt aus dieser Beobachtungsreihe, daß bei einer Geschwindigkeit des Kreisels von 40 Touren pro Sekunde die Einstellung der Kompaßrose noch um etwa 2 Bogengrade unsicher ist, bei 77 Touren ist schon eine Sicherheit von über 1 Bogengrad vorhanden und bei 160 Touren ist die Einstellung völlig exakt.

Die Schwingungsdauer nimmt dagegen von 3′0″ bis zu 5′1″ zu; die berechneten Werte stimmen mit den beobachteten überein, soweit die Roheit des Versuches es erwarten läßt, und der Umstand, daß die Rechnung nur für kleine und ungedämpfte Schwingungen exakt richtig ist. Der Einfluß des Trägheitsmomentes C der Kompaßrose ist bei $n = 160$ schon verschwindend klein, so daß die Schwingungsdauer direkt proportional $\sqrt{n}$ ist; bei $n = 40$ ist der Einfluß von C noch merklich. Die Schwingungsdauer würde bei ca. 15 Touren die kleinste werden, indessen ist dann die Richtkraft zu klein, um eine feste Einstellung im Meridian zu erzielen.

Bei einem weiteren Versuch wurde das Bleigewicht an der Kompaßrose entfernt und die abschließende Glasglocke B verkürzt, so daß die Kompaßrose wiederum nahezu in der umgebenden Flüssigkeit ausequilibriert war (vgl. Fig. 3).

Das Gewicht der Kompaßrose wurde nunmehr $m = 2900$ gr.,

das Trägheitsmoment um die vertikale Achse $C = 57{,}2 \cdot 10^3$ und

der Abstand des Schwerpunktes vom Schwerpunkt des verdrängten Wassers $a = 4{,}0$ cm und dadurch

$$mga = 11{,}4 \cdot 10^6.$$

Die Ergebnisse einer Versuchsreihe gibt nachstehende Tabelle:

1. $n = 21{,}5$ (schwankt zwischen 24 und 20.)

Umkehrpunkt	Zeit des Durchganges durch Teilstrich 220	Nullage	Schwingungsdauer	Mittlere Schwingungsdauer	Berechnete Werte
266	10h 23′18″	224,9	4′34″		
188,5	„ 28′23″	226,2	5′ 0″	4′38″	$\frac{\Theta_0}{mga} = 0{,}232$
256,5	„ 32′25″	226,7	4′40″		
203,5	„ 38′22″	225,4	4′20″		$\frac{C}{\Theta_0} = 0{,}026$
243,0	„ 41′44″				
212,0	„ 46′41″				$T = 4′0″$

1) In denselben ist die geographische Breite von Berlin zu 52° 30′ angenommen.

Fig. 3

2. $n = 117$.

Umkehrpunkt	Zeit des Durchganges durch Teilstrich 225	Nullage	Schwingungsdauer	Mittlere Schwingungsdauer	Berechnete Werte
198	10h 58′49″	222,8	9′20″		
247,0	11h 8′48″	222,9	9′22″	9′21″	$\frac{\Theta_0}{mga} = 1{,}29$
199,2	„ 17′28″	223,0	9′21″		
246,0	„ 27′32″				$\frac{C}{\Theta_0} = 0{,}005$
200,5	„ 36′10″				
					$T = 8′58″$

In der Tabelle gelten dieselben Bezeichnungen wie vorher, nur sind zur Bestimmung der Schwingungsdauer nicht die Zeiten an den Umkehrpunkten, sondern die Zeiten während des Durchganges durch Teilstrich 220 resp. 225 gewählt, da sich diese Zeiten mit größerer Genauigkeit feststellen lassen.

Bei dem ersten Versuch ist die Richtkraft der Kompaßrose nur sehr gering entsprechend der geringen Tourenzahl des Kreisels, die Nullage daher ungenau. Die beobachtete Schwingungsdauer, die mit der berechneten annähernd übereinstimmt, ist trotzdem schon verhältnismäßig groß, da bei dieser Versuchsreihe der Wert mga wesentlich kleiner ist, als vorher. Bei dem zweiten Versuch ist die Einstellung in dem Meridian bereits völlig exakt entsprechend der über fünfmal so großen Richtkraft; die Schwingungsdauer ist indessen bereits sehr lang; das Trägheitsmoment um die vertikale Achse hat keinen Einfluß auf dieselbe.

Es ist demnach durch Verkleinerung des Untergewichtes resp. der Stabilität der Kompaßrose die Schwingungsdauer bei derselben Richtkraft stark vergrößert, der Kompaß also für praktische Zwecke verschlechtert worden. Es ist indessen möglich, die Stabilität der Kompaßrose dadurch ganz wesentlich zu vergrößern, daß dieselbe auch am oberen Ende gelagert wird. Ich tat dies, indem ich im oberen Quecksilbernapf ein Steinlager anbrachte und die Kontaktstange als Lagerzapfen ausbildete. Wäre durch diese beiderseitige Lagerung die „z"-Achse absolut fest, so hätte dies dieselbe Wirkung als wenn $mga = \infty$ wäre, und die Schwingungsdauer wäre umgekehrt proportional der Wurzel der Richtkraft. Dies ist indessen nicht der Fall, da einmal die Lager und Lagerzapfen etwas elastisch sind und ferner die Zapfen in den Lagern etwas Spielraum besitzen müssen; diese geringe Beweglichkeit genügt schon, um die Schwingungsdauer ganz erheblich zu verlängern, da zu den Zeiten, zu welchen die Lagerzapfen nicht fest gegen die Lagerpfannen drücken, nur der wahre Werte der Größe „mga" in Wirkung tritt.

Es wird demnach die Schwingungsdauer der zufälligen Lage der Lagerzapfen in den Lagerpfannen entsprechend keine bestimmt definitive Größe, sondern innerhalb gewisser Grenzen variabel werden, während die Einstellung in den Meridian völlig bestimmt bleibt. Der Versuch bestätigte dies. Ich erhielt z. B. für $n = 100$ Touren die verschiedenen Schwingungszeiten $T = 1'28''$; $1'42''$; $1'33''$, dagegen würde man für eine absolut feste vertikale Achse erhalten $T = 32{,}3''$ und andererseits für eine freie vertikale Achse $T = 8'10''$.

Ferner erhielt ich für
$n = 140$ Touren
beobachtet $T = 1'21''$; $1'48''$; $1'54''$; $2'17''$; $1'15''$
berechnet für eine absolut feste Achse $T = 27{,}3''$
„ „ „ „ freie „ $T = 9'40''$
und für
$n = 210$ Touren
beobachtet $T = 2'3''$; $2'6''$; $2'33''$
berechnet für eine absolut feste Achse $T = 22''$
„ „ „ „ freie „ $T = 11'50''$.

Es schwankt demnach die beobachtete Schwingungsdauer um etwa 50 Proz. und liegt zwischen den Werten, welche für eine freie und feste Achse erhalten werden würden.

Übrigens erkennt man aus dem letzten Versuch, daß bei der hohen Tourenzahl des Kreisels die Richtkraft des Rotationskompasses bereits wesentlich größer ist, als die eines magnetischen Kompasses; denn die Schwingungszeit bezogen auf eine feste Achse ist nicht viel größer, als die eines normalen Schiffskompasses, das Trägheitsmoment der Rose dagegen sehr vielmal größer. Es scheint demnach ein Rotationskompaß sehr wohl den magnetischen Kompaß ersetzen zu können.

Dies ist indessen nur der Fall, solange, wie wir bisher annahmen, der Rotationskompaß fest aufgestellt ist. Auf einem Schiffe wird dagegen unser Kompaß ganz erheblich gestört werden durch die Eigenbewegungen des Schiffes, so daß der Kompaß nur unter gewissen Bedingungen richtige Angaben liefert. Diese erhalten wir durch folgende Überlegungen.

Um die Schwankungen des Schiffes nicht auf den Kompaß zu übertragen, muß derselbe entweder in der Form mit freier vertikaler Achse ausgeführt werden, oder bei fest gelagerter Achse kardanisch aufgehängt werden. Dann wird die Kompaßrose an Drehungen des Schiffes nicht teilnehmen; auch wird dieselbe nicht beeinflußt durch eine gleichmäßige Geschwindigkeit des Schiffes, da diese in der Praxis stets klein ist gegenüber der durch die Erddrehung hervorgerufenen Lineargeschwindigkeit. Ändert sich indessen die Geschwindigkeit des Schiffes, so wirkt die Beschleunigung derartig auf die Kompaßrose ein, daß dieselbe aus der vertikalen Stellung herausgedrängt wird. Diese Abweichung von der Vertikalen ist allerdings nur gering, da die möglichen Beschleunigungen eines großen Schiffes stets klein gegenüber der Erdbeschleunigung bleiben, und übt auch die Schiffsbeschleunigung keine wesentliche Störung aus, solange dieselbe konstant bleibt. Änderungen der Schiffsbeschleunigung wirken dagegen stark störend; denn dieselben addieren sich in der Wirkung zu der Änderung, welche die Erdbeschleunigung der Richtung nach durch die Erddrehung erfährt; letztere, die wegen der geringen Winkelgeschwindigkeit der Erddrehung nur gering und von derselben Größenordnung wie die erstere ist, ist nun die eigentliche Ursache zur Einstellung der Kreiselachse in den Meridian. Es wird demnach die Einstellung der Kreiselachse durch die Änderungen der Schiffsbeschleunigung wesentlich abgeändert. Um über die Größe der Abweichung aus dem Meridian ein Bild zu erhalten, wollen wir zwei besondere einfache Fälle der Änderung der Schiffsbeschleunigung behandeln.

Erstens nehmen wir an, daß ein ruhig liegendes Schiff in der Richtung von Süden nach Norden anfährt und innerhalb sehr kurzer Zeit die Beschleunigung „γ" annimmt, die es dann eine Zeitlang beibehält. Den Rotationskompaß denken wir uns in der in Fig. 1 dargestellten Form mit freier Vertikalachse. Es wird dann das Drehmoment der äußeren Kräfte um die y-Achse

$$M = -mga\sin\beta + m\gamma a\cos\beta$$

und man erhält als Bewegungsgleichungen für sehr kleines β:

$$\Theta_0 \frac{d\alpha}{dt} = -\Theta_0 \omega \sin\varphi + mga\beta - m\gamma a$$

$$\Theta_0 \frac{d\beta}{dt} = -C\frac{d^2\alpha}{dt^2} - \Theta_0 \cdot \omega \cos\varphi \sin\alpha .$$

Zeigt der Kompaß vor Eintritt der Schiffsbeschleunigung ruhig nach Norden, so ist dann

$$\alpha = 0, \quad \frac{d\alpha}{dt} = 0, \quad \beta = \frac{\Theta_0 \omega}{mga} \sin\varphi ;$$

erreicht das Schiff die Beschleunigung γ, bevor β resp. α sich wesentlich geändert haben, so folgt aus der ersten Gleichung für den Augenblick nach Auftreten der Beschleunigung

$$\frac{d\alpha}{dt} = -\frac{ma}{\Theta_0}\gamma \text{ für } t = 0 .$$

Diese Winkelgeschwindigkeit ruft einen ballistischen Ausschlag des Kompasses hervor und führt die Rose nunmehr Schwingungen um die Süd-Nordrichtung aus, für welche gilt

$$\alpha = \alpha_0 \sin pt ,$$

daraus folgt

$$\frac{d\alpha}{dt} = p \cdot \alpha_0 \cos pt .$$

Diese Gleichung gilt auch für $t = 0$; also erhalten wir für den größten Ausschlag α_0, den die Störung veranlaßt, die Gleichung

$$p\alpha_0 = -\frac{ma}{\Theta_0}\gamma$$

also

$$\alpha_0 = -\frac{ma}{p \cdot \Theta_0}\gamma . \qquad (7)$$

Zur Diskutierung dieser Gleichung wollen wir annehmen, daß $\frac{C}{\Theta_0}$ zu vernachlässigen; dann erhält man, da die Schwingungsdauer $T = \frac{\pi}{p}$:

$$\alpha_0 = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{\pi}{\omega \cos\varphi} \cdot \frac{1}{T} . \qquad (8)$$

Es ist demnach der Maximalausschlag, welchen die Kompaßrose durch Auftreten der Schiffsbeschleunigung γ erleidet, umgekehrt proportional der Schwingungsdauer; die Störung wird um so kleiner, je größer die Schwingungsdauer des Kompasses und verschwindet nur bei unendlich langer Schwingungsdauer. Übrigens erkennt man leicht, daß die Störung auf jeden Fall größer wird, wenn der Summand $\frac{C}{\Theta_0}$ gegen $\frac{\Theta_0}{mga}$ nicht zu vernachlässigen ist, so daß obige Formel den kleinstmöglichen Wert für die Störung angibt.

Um über die Größe der Störung ein Bild zu bekommen, wollen wir annehmen, daß $\gamma =$ 1 cm/sek², eine Beschleunigung, welche bei größeren Schiffen leicht auftreten kann. Dann ergibt obige Formel für eine Schwingungsdauer $T = 5$ Minuten

$$\alpha_0 = 14^0 .$$

Man erhält demnach selbst bei der verhältnismäßig langen Schwingungsdauer von 5 Minuten eine Störung des Kompasses, welche praktisch unzulässig groß ist. Diese Störung wird allerdings etwas kleiner ausfallen, wenn für hinreichende Dämpfung der Schwingungen gesorgt ist, ferner auch deswegen, weil die Beschleunigung, die das Schiff beim Anfahren annimmt, nicht längere Zeit über bestehen bleibt, sondern mit zunehmender Geschwindigkeit allmählich abnimmt; diese Abnahme der Beschleunigung bewirkt nämlich eine Störung im entgegengesetzten Sinne, so daß die erste Störung teilweise kompensiert wird, bevor der Maximalausschlag α_0 erreicht ist. Immerhin geht aus diesem Beispiel hervor, daß nur dann mit einiger Sicherheit auf die Richtigkeit der Angaben des Rotationskompasses gerechnet werden kann, wenn derselbe eine Schwingungsdauer von wenigstens einer halben Stunde besitzt.

Noch störender als das Anfahren und Stoppen des Schiffes wirken Kursänderungen auf die Kompaßangaben ein; denn die Zentrifugalbeschleunigung bei jeder Wendung ist der Richtung nach veränderlich und addiert sich in der Wirkung zu der ebenfalls der Richtung nach veränderlichen Erdbeschleunigung.

Um ein Bild von der Größe dieser Störung zu erhalten, wollen wir den einfachsten Fall berechnen, daß ein von Süden nach Norden fahrendes Schiff eine Wendung nach Westen macht um einen Winkel ϑ_0 und dann wieder gradeaus fährt. Die Lineargeschwindigkeit des Schiffes sei während des Vorganges konstant und gleich „v", die Winkelgeschwindigkeit der Wendung sei ε. Wir fragen nach der Störung, welche der Kompaß durch die Wendung erleidet und zwar nach der Ablenkung in dem Augenblicke, an welchem die Wendung beendet ist, sowie nach der größten eintretenden Ablenkung.

Die Störung ist nun im allgemeinen eine dreifache: Erstens tritt eine Zentrifugalbeschleunigung auf, sobald das Schiff in die Kurve einfährt, sodann wird diese beim Fahren durch die Kurve der Richtung nach abgeändert und schließlich verschwindet sie wieder, sobald das Schiff wieder gradlinigen Kurs nimmt.

Es ist nun die Zentrifugalbeschleunigung $\gamma = \varepsilon \cdot v$ und steht der Richtung nach senkrecht zu v; bezeichnen wir den Winkel, den die momentane Fahrtrichtung des Schiffes mit dem Meridian bildet, mit ϑ, den Winkel, den die Kreiselsachse mit dem Meridian einschließt, wie

früher mit α, so ist die Komponente der Beschleunigung in Richtung der x-Achse

$$\gamma_x = \varepsilon \cdot v \cdot \sin(\vartheta - \alpha)$$

und das auf die Kompaßrose ausgeübte Drehmoment um die y-Achse

$$+ ma \cdot \varepsilon v \cdot \sin(\vartheta - \alpha)$$

unter der Voraussetzung, daß der Winkel β klein bleibt.

Rechnen wir nun die Zeit von dem Augenblicke an, in welchem das Schiff die Süd-Nordrichtung verläßt, so ist $\vartheta = \varepsilon t$, und obiges Drehmoment bleibt verschwindend klein, wenn das Schiff eben in die Kurve eingefahren ist, vorausgesetzt, daß zur Zeit $t = 0$ der Kompaß ungestört nach Norden zeigte, also $\alpha = 0$ war; es tritt demnach in diesem besonderen Fall die erste der obigen drei Störungen nicht auf und die Bewegungsgleichungen werden für die Zeit der Schiffswendung:

$$\left.\begin{aligned} \Theta_0 \frac{d\alpha}{dt} &= -\Theta_0 \omega \sin\varphi + mga\beta \\ &\quad - ma\,\varepsilon v \sin(\varepsilon t - \alpha) \\ \Theta_0 \frac{d\beta}{dt} &= -C\frac{d^2\alpha}{dt^2} - \Theta_0 \omega \cos\varphi \sin\alpha \end{aligned}\right| \quad \begin{array}{l} \text{für } t = 0 \\ \text{bis } t = \dfrac{\vartheta_0}{\varepsilon} \end{array}$$

Um die Resultate möglichst übersichtlich zu gestalten, wollen wir nun annehmen, daß die Störung nur klein bleibt, so daß mit hinlänglicher Genauigkeit $\sin \varepsilon t$ gesetzt werden kann für $\sin(\varepsilon t - \alpha)$ und α für $\sin\alpha$.

Dann erhält man durch Elimination von β die Gleichung:

$$\left(\frac{\Theta^2 o^2}{mga} + C\right)\frac{d^2\alpha}{dt^2} = -\Theta_0 \omega \cos\varphi \cdot \alpha - \Theta_0 \frac{\varepsilon v}{g} \varepsilon \cos \varepsilon t;$$

die Lösung dieser Gleichung ist

$$\alpha = P \sin pt + Q \cos pt - \frac{\varepsilon^2 v}{p^2 - \varepsilon^2 g \omega \cos\varphi} \cos \varepsilon t;$$

wo wieder

$$p^2 = \frac{\omega \cos\varphi}{\dfrac{\Theta_0}{mga} + \dfrac{C}{\Theta_0}}$$

ist und P und Q die Integrationskonstanten. Da wir annehmen, daß zur Zeit $t = 0$ der Kompaß in Ruhe war, also $\alpha = 0$ und auch $\dfrac{d\alpha}{dt} = 0$, so ist zu setzen $P = 0$ und

$$Q = \frac{p^2}{p^2 - \varepsilon^2} \cdot \frac{\varepsilon^2 v}{g \omega \cos\varphi}$$

und man erhält für den Augenblick, wo das Schiff die Wendung ϑ_0 ausgeführt hat, den Ausschlag resp. die Ausschlagsgeschwindigkeit:

$$\left.\begin{aligned} \alpha_{\vartheta_0} &= \frac{p^2}{p^2 - \varepsilon^2} \frac{\varepsilon^2 v}{g \omega \cos\varphi} \left\{\cos\frac{p}{\varepsilon}\vartheta_0 - \cos\vartheta_0\right\} \\ \left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_{\vartheta_0} &= \frac{p^2}{p^2 - \varepsilon^2} \frac{\varepsilon^2 v}{g \omega \cos\varphi} \left\{\varepsilon \sin\vartheta_0 - \right. \\ &\quad \left. - p \sin\frac{p}{\varepsilon}\vartheta_0\right\}. \end{aligned}\right| \quad (9)$$

Nimmt das Schiff nunmehr den gradlinigen Kurs wieder auf, so verschwindet die Zentrifugalbeschleunigung, welche in diesem Augenblick ein Drehmoment um die y-Achse von der Größe

$$+ ma \cdot \varepsilon v \sin\vartheta_0$$

erzeugte. Es gilt demnach vor dem Verschwinden derselben die Gleichung

$$\Theta_0 \frac{d\alpha}{dt} = -\Theta_0 \omega \sin\varphi + mga\beta - ma\,\varepsilon v \sin\vartheta_0$$

und nach dem Verschwinden

$$\Theta_0 \frac{d\alpha}{dt} = -\Theta_0 \omega \sin\varphi + mga\beta,$$

so daß durch den Übergang des Schiffes aus der Kurve in die gradlinige Bahn eine Geschwindigkeitsänderung $\dfrac{d\alpha}{dt}$ eintritt vom Betrage

$$-\frac{ma}{\Theta_0} \varepsilon v \sin\vartheta_0,$$

diese tritt zu der schon vorhandenen Winkelgeschwindigkeit hinzu. Mit diesen Werten schwingt die Kompaßrose nunmehr nach der früher abgeleiteten Gleichung $\alpha = \alpha_0 \sin(pt + \delta)$ weiter, mit dem alleinigen Unterschiede, daß die Integrationskonstante δ jetzt nicht gleich 0 gesetzt werden kann, da über den Anfang der Zeit bereits verfügt ist.

Die letztere Gleichung gibt leicht für den größten Ausschlag α_0, welcher bei dieser Schwingung erreicht wird

$$\alpha_0^2 = \alpha^2 + \frac{1}{p^2}\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2$$

setzen wir hier die Anfangswerte ein, so erhält man:

$$\left.\begin{aligned} \alpha_0^2 &= \left\{\frac{p^2}{p^2 - \varepsilon^2} \frac{\varepsilon v}{g \omega \cos\varphi}\left(\cos\frac{p}{\varepsilon}\vartheta - \cos\vartheta_0\right)\right\}^2 \\ &\quad + \left\{\frac{p}{p^2 - \varepsilon^2} \frac{\varepsilon v}{g \omega \cos\varphi}\left(\varepsilon \sin\vartheta_0 - p \sin\frac{p}{\varepsilon}\vartheta_0\right)\right. \\ &\quad \left. - \frac{Ma}{\Theta_0} \frac{\varepsilon v}{p} \sin\vartheta_0\right\}^2. \end{aligned}\right| \quad (10)$$

Dieser Winkel α_0 ist die Ablenkung, welche die Achse des Kreisels aus der Süd-Nordrichtung erleidet durch die Wendung des Schiffes, dieselbe ist ein ballistischer Ausschlag und wird bei der weiteren Fahrt des Schiffes mit konstanter Geschwindigkeit durch die Dämpfung allmählich zum Verschwinden gebracht. Man erkennt hier wieder, daß die Störung 0 wird für eine unendlich lange Schwingungsdauer des Kreisels, da dann $p = 0$ ist; ferner daß dieselbe mit abnehmender Schwingungsdauer zunimmt. In der Praxis wird die Störung allerdings etwas kleiner ausfallen; denn aus Gleichung 9 ist ersichtlich, daß α_{ϑ_0} immer negativ ist, also die Kreiselachse nach Osten abgelenkt wird, wenn

das Schiff eine Wendung nach Westen ausführt. Durch die Schiffswendung wird aber die Kompaßrose durch die Reibung in der Flüssigkeit etwas mitgenommen, so daß hierdurch die Störung teilweise kompensiert wird; auch wird der Wert α_0 durch die Dämpfung noch ein wenig verringert.

Zur Gewinnung eines Bildes über die Größe der Störung wollen wir annehmen, daß das Schiff bei einer Lineargeschwindigkeit von 20 km pro Stunde eine Wendung um 45^0 ausführt in der Zeit von 45 Sekunden, Größen, welche beim Manöverieren eines Linienschiffes als normal anzusehen sind. Die Schwingungsdauer des Rotationskompasses sei 10 Minuten, dann ergeben die Formeln für die Abweichung des Kompasses nach Osten nach Ausführung der Wendung

$$\alpha_{\vartheta_\infty} = 6^0$$

und die größte Abweichung, die derselbe bei den folgenden Schwingungen erreicht

$$\alpha_0 = 6^0\,10'.$$

Bei einer Wendung um 90^0 nach Westen würde sich dagegen ergeben:

$$\alpha_{\vartheta_\infty} = 20^0$$

$$\alpha_0 = 20^0\,15'.$$

Allerdings sind diese letzteren Werte nicht mehr ganz korrekt, da die Formeln nur für kleine Ablenkungen richtig sind.

Schlußwort.

Aus dieser theoretisch-experimentellen Untersuchung geht hervor, daß bei Aufstellung auf festen Boden die Richtkraft, die ein Kreisel durch die Wirkung der Erddrehung erleidet, sehr wohl zur Herstellung eines Rotationskompasses benutzt werden kann. Die Konstruktion kann ohne wesentliche praktische Schwierigkeit so gewählt werden, daß die Richtkraft, also auch die Einstellsicherheit eines derartigen Kompasses wesentlich stärker ist als die eines magnetischen Kompasses und daß die Schwingungsdauer nicht wesentlich größer wird als die des magnetischen Kompasses.

Auf einem Fahrzeuge ist indessen ein derartiger Kompaß unverwendbar, da er durch die Bewegungen desselben gestört wird. Damit diese Störung genügend klein bleibt, muß vielmehr durch passende Konstruktion die Schwingungsdauer sehr vergrößert werden, und zwar dürfte bei einem großen Fahrzeuge (Linienschiffe usw.) eine Schwingungsdauer von wenigstens 30 Minuten nötig werden, bei einem kleineren Fahrzeuge (Torpedoboot, Unterseeboot) eine noch wesentlich größere Schwingungsdauer. Dann aber dürfte die allgemeine Verwendung eines derartig langsam schwingenden Kompasses wenigstens als Steuerkompaß nicht möglich sein, da etwaige Schwingungen der Kompaßnadel von Drehungen des Schiffes nicht unterschieden werden können.

(Eingegangen 5. Juli 1906.)

Objektive Bestimmung der Schwingungszahlen Königscher Flammen ohne Photographie.[1])

Von Karl Marbe.

Wenn man ein Gas durch eine Röhre in eine mit einer Membran abgeschlossene Kapsel leitet, und wenn man es durch eine andere Röhre wieder austreten läßt, so wird die Ausflußgeschwindigkeit des Gases variiert, wenn die Membran in Schwingungen gerät; zündet man daher das Gas am Ausflußrohr an, so sind die jeweiligen Flammenhöhen Funktionen der Membranschwingungen. Auf diesen Tatsachen beruhen bekanntlich die sogenannten Königschen Flammen.

Will man nun eine Königsche Flamme besonders empfindlich gestalten, so empfiehlt es sich, das Volumen des Innern der Kapsel möglichst klein zu machen. Denn einer bestimmten Bewegung der Membran entspricht bei kleinem Kapselvolumen eine größere Drucksteigerung im Innern der Kapsel und daher eine größere Änderung der Flammenhöhe als bei einem großen Kapselvolumen. Die Empfindlichkeit der Flamme wird aber auch durch Anwendung eines möglichst engen, kapillaren Zuleitungsrohres gefördert. Denn der Rauminhalt der Zuleitungsröhre kann (wenigstens bis auf eine bestimmte durch Reibungsverhältnisse bedingte Entfernung von der Mündung in die Kapsel) als Teil des Kapselinnern angesehen werden. Bei den unten beschriebenen Versuchen wurden denn auch vielfach Kapseln mit kleinem Volumen und kapillarem Zuleitungsrohr benützt.

Um das Vorhandensein von Schwingungen in einer Königschen Flamme nachzuweisen, bedient man sich zweckmäßig des schon von König verwandten rotierenden Spiegels oder stroboskopischer Vorrichtungen. Letztere gestatten auch die Form der Flammenschwingungen eingehender zu studieren. Um Schwingungsform und Schwingungszahl der Flammen durch ein objektives Bild festzuhalten, photographiert man diese auf einen in geeigneter Weise ablaufenden Papierstreifen.

Die Königschen Flammen lassen sich benutzen zum Nachweis von akustischen Schwingungen und zum Studium ihrer Anzahl, sofern sich die Schwingungen auf die Königsche

1) Aus dem elektrotechnischen Institut des Physikalischen Vereins in Frankfurt a/M.

Membran übertragen lassen. Zur Untersuchung der Form der ursprünglichen Schwingungen und der Form der Membranschwingungen sind sie jedoch nicht geeignet.[1])

Sprachpsychologische Untersuchungen legten mir nun den Wunsch nahe, die Tatsache des Schwingens Königscher Flammen objektiv, aber einfacher und billiger als durch Photographie zu registrieren. Wenn eine rußende Flamme, so sagte ich mir, bald ganz ruhig brennt, bald periodisch länger und kürzer wird und wenn man senkrecht zu ihrem Durchmesser einen Streifen Papier über sie weglaufen läßt, welcher den oberen Teil der Flamme etwas niederdrückt, so wird man auf dem Papier einen Rußstreifen erhalten, wenn die Flamme stillsteht und einzelne Rußflecken, wenn sie schwingt.

Ich bediente mich nun einer Stimmgabel von 300 Schwingungen, die in der üblichen Weise auf einem an einer Seite offenen Holzkästchen montiert ist. Auf der der Öffnung gegenüberliegenden Seite, die nach oben gekehrt war, ließ ich ein kreisrundes Loch von 26 mm Durchmesser aussägen, auf welches ich eine Königsche Kapsel so auflegte, daß die Membran sich direkt über dem Loche befand. Man vergleiche hierzu Figur 1, Tafel I. Auf der einen Seite der Flamme brachte ich mehrere Zentimeter über der Flammenspitze eine horizontal gerichtete Walze mit Telegraphenpapier an, das ich auf eine andere Rolle abrollen ließ, die sich in gleicher Höhe auf der anderen Seite der Flamme befand und parallel zur ersten gerichtet war. Um jedoch das Papier über der Flamme straff anzuspannen, brachte ich zwischen den beiden Rollen, eine ihnen wiederum parallele, tiefer gelegene an, unter welcher das Papier hinweggleitete. Diese Anordnung wird durch Figur 2, Tafel I erläutert. Das Papier wurde mittels eines Elektromotors, dessen Schnurlauf in der Figur angedeutet ist, abgerollt und bewegte sich also von der Rolle *a* unserer Figur unter der Rolle *b* hinweg auf die Rolle *c*. Die Flamme, die aus einer Öffnung von 1 mm Durchmesser herausbrannte, war 50 mm hoch und stand unter einem tiefsten Punkt der Rolle *b*. Sie beleckte das Papier mit ihrem oberen 30 mm langen Ende. Alle diese Maße sind jedoch nur ungefähre und brauchen zum Gelingen des Versuchs nur annähernd festgehalten zu werden. Als Gas wurde Acetylen benutzt.

Wenn sich nun das Papier mit entsprechender Geschwindigkeit bewegte und die Stimmgabel in der Ruhelage war, so erhielt man einen einfachen grauen Streifen. Wurde aber die Stimmgabel in Schwingungen versetzt, so ergab sich ein ganz anderes Bild, von dem Figur 3, Tafel II einen Teil darstellt. Die Spitzen der Zungen blickten nach der Bewegungsrichtung des Papiers. Für die in Figur 3 und in allen weiteren Figuren wiedergegebenen Flammenstöße gilt der Satz, daß die links abgebildeten später gewonnen wurden als die rechts abgebildeten. Die Zungen sind offenbar Bilder eines Teiles des leuchtenden Mantels der Flamme.

Jedenfalls ist das mitgeteilte Verfahren geeignet, den Nachweis für das Vorhandensein von akustischen Schwingungen einer Königschen Membran zu erbringen. Es eignet sich daher auch für den Nachweis anderer Schwingungen, wie z. B. unserer Stimmgabelschwingungen, sofern dieselben auf eine Membran übertragen werden können.

Ich versuchte nun auch die Schwingungen einer Telephonmembran auf eine Königsche Flamme zu übertragen und in der geschilderten Weise graphisch aufzunehmen. Ich benutzte dabei als Königsche Membran einfach eine Telephonmembran, die ich durch den Wechselstrom des städtischen Elektrizitätswerkes in Schwingungen versetzte. Die so gewonnenen Bilder werden durch Figur 4, Tafel II dargestellt.

Unsere beiden Versuche zeigen, daß man mittels unseres Verfahrens nicht nur das Vorhandensein, sondern auch die Zahl von Schwingungen eruieren kann. Dieser Umstand veranlaßte mich, die Periodenzahl unseres städtischen Elektrizitätswerkes mit Hilfe einer Telephonmembran und einer Stimmgabel (gewählt wurde jetzt eine solche von 200 Schwingungen) zu bestimmen. Ich verband Telephonmembran und Stimmgabel mit je einer Flamme und stellte die beiden Flammen so, daß sie durch eine Linie gingen, die man sich senkrecht zur Länge des Papierstreifens gezogen denken konnte. Das Versuchsergebnis wird versinnbildlicht durch Figur 5, Tafel II. Ich zählte nun ab, wieviel Intervalle zwischen zwei akustischen Zungen auf 31 Intervalle zwischen zwei elektrischen Zungen kamen und fand die Zahl 135,9, woraus sich die Periodenzahl 45,6 ergab. Die dem Versuch unmittelbar folgende Ablesung der Wechselzahl am Frequenzmesser der Firma Hartmann & Braun in Frankfurt ergab die Zahl 91, was einer Periodenzahl von 45,5 entspricht.

Wie man sieht, erzeugte bei dem letzten Versuch die Telephonmembran eine Reihe isolierter Flecke, was ich zunächst für alle Versuche erwartet hatte. Daß diese Flecke in vielen Fällen übereinander gelagert sind, ist natürlich durch eine relativ langsame Abwickelung des Papiers bedingt. Daß die Flecke, die vom Telephon herrührten, beim letzten Versuch

1) Vergl. Nagel, Archiv f. Anatomie und Physiologie, Jahrgang 1905, Supplementband, S. 62 ff.

größer sind als beim vorletzten, wird durch eine etwas größere Flammenhöhe zu erklären sein. Wir wollen künftighin weder von Zungen noch von Flecken, sondern einfach von Ringen sprechen und es dahingestellt sein lassen, ob sie unterbrochen werden oder nicht und ob sie durch Ruß ausgefüllt oder leer wird.

Es lag nun nahe, auch die menschliche Stimme auf die Telephonmembran zu übertragen und nach unserer Methode graphisch aufzunehmen. Zu diesem Zwecke verband ich die Telephonmembran in der üblichen Weise mit einem Mikrophon, in welches ich Vokale in verschiedener Höhe laut hineinsang. Zwei Proben der so gewonnenen Ergebnisse lasse ich in Figur 6 und Figur 7 Tafel II folgen.

Die Formen der Schwingungen der Königschen Flammen geben zwar die Form der Luftschwingungen, die auf die Königsche Membran wirken, nicht genau wieder, sie sind aber von diesen abhängig. Es wäre daher denkbar, daß die in gleicher Tonhöhe gesungenen Vokale (a, e, i, o, u) so verschiedene Formen von Flammenschwingungen erzeugen, daß die Ablesung der Schwingungszahlen aus den Rußbildern im einzelnen Falle schwierig oder unmöglich wird. Es wäre also denkbar, daß man gelegentlich im Zweifel sein könnte, welche Entfernungen man als solche, die ganzen Schwingungen entsprechen, zu betrachten hat. Um diese Frage zu prüfen, sang ich die Vokale a, e, i, o, u leise und jeweils in der Höhe von 150 Schwingungen ins Mikrophon. Dabei machte ich das System durch Benutzung einer passenden Induktionsspule möglichst empfindlich. Ich lasse nun die so gewonnenen Streifen in den Figuren 8—12, Tafel III folgen. Wie man sieht, kann man in allen fünf Bildern die ganzen Schwingungen sehr gut abzählen.

Es kann daher nicht zweifelhaft sein, daß man mittels unseres Verfahrens in der zuletzt beschriebenen Form auch gesprochene Worte auf die Tonhöhen der Grundtöne untersuchen kann, was mir die Bilder einer Reihe ins Telephon gesprochener Worte bestätigten. Ich lasse in Figur 13, Tafel III das Rußbild des Wortes „ist" folgen. Figur 14, Tafel IV enthält die erste Silbe „An" des Wortes „Anfang" und Figur 15 die zweite Silbe „fang". Wie man sieht, sind die Flammenbilder hier teilweise sehr klein im Verhältnis zu anderen ausgefallen. Ein anderer Versuch mit dem Wort Anfang bewirkte sogar eine vollständige Unterbrechung des Bildes innerhalb jeder der beiden Silben, wie Figur 16 und Figur 17, Tafel IV zeigt.

Wenn wir alle bisher mitgeteilten Bilder nochmals überblicken, so sehen wir, daß die Wiedergabe der Flammenstöße auf den Papierstreifen sehr mannigfaltige Form hat. Ein sehr eigentümliches Bild erhielt ich einmal mit der Stimmgabel von 200 Schwingungen, welches ich hier noch folgen lasse (Figur 18, Tafel IV).

Es dürfte nun nicht ohne Interesse sein zu studieren, wovon die, abgesehen von der Ringzahl, vorhandenen Verschiedenheiten solcher Bilder im einzelnen abhängen. Und es wäre sehr wohl möglich, daß man bei dieser Gelegenheit zu auch akustisch interessanten Resultaten käme. Das intensivere Studium solcher Rußbilder nebst einer geeigneten Erweiterung unserer Methode könnte aber auch für die Theorie der Flammen von Interesse werden.

Ohne weiteres wird sich das beschriebene Prinzip da verwenden lassen, wo man Vorhandensein und Zahl der Schwingungen der Königschen Flammen einfacher und billiger als auf photographischem Wege bestimmen will. Es wird aber auch Veranlassung geben, die Königschen Flammen als Indices von Luftschwingungen mehr zu benutzen, als bisher üblich war. So dürften unsere Rußbilder hauptsächlich in der Phonetik Verwendung finden können, sofern es sich lediglich darum handelt, Schwingungszahlen zu bestimmen. Ich bin denn auch selbst mit der Konstruktion eines Apparates beschäftigt, welcher die graphische Aufnahme der Tonhöhen einer längeren gesprochenen Rede ermöglicht. Dieser Apparat muß natürlich mit einem Zeitmarkierer verbunden sein, der auf dem Papierstreifen etwa jede Zehntelsekunde eine Marke anbringt. Ich will mit diesem Apparat statistische Untersuchungen über die Melodie der menschlichen Sprache anstellen. Diese Absicht war auch die eigentliche Veranlassung zur vorliegenden Arbeit. Denn wo, wie bei statistischen Untersuchungen über Sprachmelodie, ein großes Material erforderlich ist, versagen alle bisher bekannten Methoden, wenn man nicht über einen ganzen Stab von Gelehrten oder doch Gebildeten verfügt, die Kurven auswerten. Von nun ab lassen sich solche Untersuchungen in kürzerer Zeit und leichter ausführen. Gelegentliche insbesondere beim An- und Abklingen der Silben vorhandene Schwierigkeiten (vergl. Fig. 14—17) können bei geeignetem statistischen Verfahren außer Betracht bleiben, falls sie nicht durch weitere Verbesserungen unserer Methode überhaupt entfernt werden können.

Unser Prinzip wird aber auch rein technisch mancherlei Verwendung finden können. Bei der transatlantischen Telegraphie sieht man sich vielfach veranlaßt, sich eines Drehspulengalvanometers mit Zeiger (Siphon-Recorder) zu bedienen. Einfacher und billiger wäre vielleicht eine Vorrichtung, zur graphischen Aufnahme der Membranschwingungen nach unserem Prinzip.

Bei der drahtlosen Telegraphie ist man bisweilen genötigt, die elektrischen Wellen auf

Telephonmembranen und dann auf das Ohr zu übertragen. Durch Verbindung des Telephons mit einem nach unserem Prinzip gebauten Apparat wäre es möglich, die Telegramme objektiv wiederzugeben.

Doch ich will es an dieser Stelle unterlassen, die erwähnten und andere Möglichkeiten im einzelnen darzulegen.

Es erübrigt mir, Herrn Dr. Déguisne, dem Leiter des elektrotechnischen Institutes des Frankfurter physikalischen Vereins auch an dieser Stelle meinen aufrichtigen Dank für seine wertvollen Ratschläge und seine allseitige Förderung dieser Untersuchung auszusprechen.

(Eingegangen 1. Juli 1906.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa (Direktor A. Battelli).

No. 27.[1]) Silvio Chella, Messung des inneren Reibungskoeffizienten der Luft bei niedriger Temperatur.

Die Veränderung der inneren Reibung von Gasen, die mit einer Veränderung der Temperatur eintritt, ist innerhalb der Temperaturgrenzen 0—300° C der Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen. Die Messungen unterhalb von 0° sind jedoch spärlich und bei —20° fehlen solche vollständig. Deswegen scheint es mir einigermaßen interessant, die Untersuchung der inneren Reibung von Luft bei niedriger Temperatur fortzusetzen, um so mehr als der Viskositäts-Koeffizient große Wichtigkeit für die Molekular-Dynamik der Gase besitzt.

Die von mir zur Messung der inneren Reibung befolgte Methode, die im wesentlichen in der Dämpfung der Schwingungen eines Rotationskörpers besteht, ist in einer früheren Arbeit[1]) dargelegt worden, zugleich mit der Beschreibung eines eigens zu dem Zwecke konstruierten Apparates, um gewisse Fehlerquellen zu vermeiden, die den von anderen Forschern ausgeführten Bestimmungen anhaften.

Der Apparat besteht in seinem wichtigsten Teil aus zwei festgehaltenen koaxialen Zylindern, zwischen denen an einer bifilaren Aufhängung ein Hohlzylinder mit außerordentlich dünnen Wänden hängt. Sowohl die Aufhängung wie das Zylindersystem sind in einen Luftbehälter eingeschlossen; die Bewegung wird dem System vermittels einer Magnetnadel übermittelt, an die die Bifilaraufhängung angeschlossen ist; die Nadel wird von einem kräftigen permanenten Magneten bewegt, der außerhalb angebracht und in Fig. 1 oben zu sehen ist.

Der zylindrische Teil des Apparates, in dem

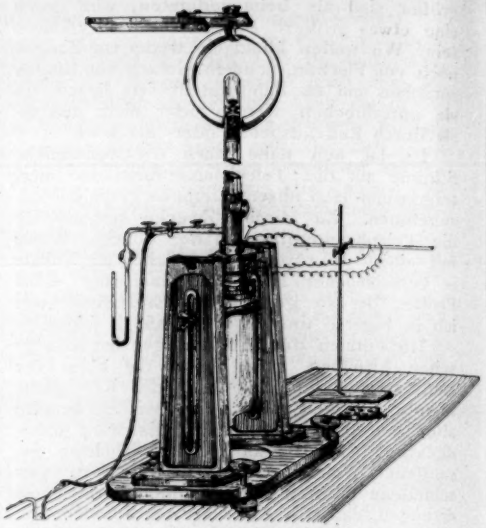


Fig. 1.

die Reibungserscheinungen vor sich gehen, taucht in ein großes Probierglas mit einer Flüssigkeit, die fortwährend umgerührt wird; das Probierglas taucht seinerseits in ein zylindrisches Glasgefäß mit doppelter versilberter Wand ein, in das ich das Kältemittel goß, mit dessen Hilfe das zu untersuchende Gas auf die gewünschte Temperatur gebracht wurde.

Um die oben angedeuteten Fehler zu vermeiden, benutzte ich bei meinen Versuchen zwei bewegliche Zylinder (einen aus Messing und einen aus Aluminium) von gleichem Durchmesser und gleicher Dicke, aber verschiedener Höhe, und zwar von einer Höhe, die zu der Dicke der betreffenden Zylinder umgekehrt proportional war.

Um jedoch auch die Fehler zu vermeiden, die von außerordentlich kleinen Dimensionsunterschieden herrühren, wie solche durch mechanische Schwierigkeiten hervorgerufen werden, wende ich folgende Formel an:

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_0 = \eta\left(\frac{k_1}{M_1} T_1 - \frac{k_0}{M_0} T_0\right),$$

woselbst ε_1 und ε_0 die logarithmischen Dekremente sind, die man mit den beiden verschiedenen Zylindern erzielt; M_1 und M_0 sind ihre Trägheitsmomente und T_1 und T_0 die Schwingungsperioden.

k_1 k_0 sind zwei Koeffizienten, die von den Abmessungen der Zylinder abhängen; selbstverständlich sind jedoch k_1 und k_0 sehr angenähert der Höhe der Zylinder proportional

1) Nr. 26: diese Zeitschrift 7, 196, 1906.

und ebenso kommen M_1 und M_0 und T_1 und T_0 einander außerordentlich nahe.

Was nun die Messung der Temperatur anbelangt, so habe ich zwei thermoelektrische Elemente von gleichem Kupfer-Konstantan verwandt, von denen das eine an die Außenwand des festen Zylinders von größerem Durchmesser und das andere an die Innenwand des kleineren Zylinders fest gelötet war. Vermittels eines Umschalters mit Quecksilbernäpfchen schließt man das eine oder andere Element über ein Galvanometer von großem inneren Widerstand.

Dieser große Widerstand ist deswegen nötig, damit die von den Veränderungen des Widerstandes herrührenden Fehler zu vernachlässigen sind; solche Veränderungen des Widerstandes, die unregelmäßig und schwer zu messen sind, treten in dem der Abkühlung ausgesetzten Teile des Stromkreises auf.

Das bei meinen Versuchen benutzte Kältemittel war flüssige Luft; das Temperaturbad bestand aus Petroleumäther, der einzigen Flüssigkeit, die bei so niedrigen Temperaturen nicht im Innern erstarrt. Ich muß jedoch erwähnen, daß, da das Bad in Berührung mit der Luft bleiben muß, um ohne allzu große Schwierigkeiten umgerührt zu werden, bald Verunreinigungen mit Fremdsubstanzen auftraten, so daß bei 150° eine Trübung erfolgte und die Flüssigkeit zäh wurde. Deswegen habe ich es für ratsam gehalten, für den Augenblick meine Bestimmungen bei —150° abzubrechen.

Bevor ich daran ging, die Messungen der Dämpfung auszuführen, wartete ich, bis die von den beiden Elementen angegebene Temperaturdifferenz $^1/_2{}^0$ nicht überschritt.

Zur Berechnung der inneren Reibungskoeffizienten führte ich zwei Bestimmungen der Temperatur aus und zwar die eine mit dem Messingzylinder, die andere mit dem Aluminiumzylinder; beide erfolgten so kurz nacheinander, daß der Zustand der Bifilaraufhängung nicht verändert war. Aus den beiden Bestimmungen wurden zwei einander sehr nahekommende Temperaturen ausgewählt und hieraus das Mittel genommen; bei beiden Zylindern wurde hierbei durch Interpolation das logarithmische Dekrement für die Mitteltemperatur berechnet. Diese Werte sind die in der Formel auftretenden Koeffizienten ε_1 und ε_0.

Die hier angeführten Tabellen geben die Werte an, die ich bei sechs Versuchsreihen für den inneren Reibungskoeffizienten erhielt. In der ersten Tabelle befinden sich auch die Elemente der Rechnung, die jedoch der Kürze wegen in den anderen Tabellen weggelassen sind.

$$\frac{k_1}{M_1} T_1 = 1117{,}70 \frac{k_0}{M_0} T_0 = 327{,}70.$$

1.

Temperatur	ε_1	ε_0	$\varepsilon_1 - \varepsilon_0$	n
+ 21	0,083886	0,054153	0,029733	0,000193
8	0,080575	0,051151	0,029424	191
— 21	0,077496	0,050383	0,027113	176
— 38	0,074159	0,050071	0,024188	157
— 48	0,072279	0,049994	0,022285	155
— 54	0,067512	0,046407	0,021105	137
— 70	0,064434	0,045640	0,018794	122
— 87	0,956160	0,040300	0,015867	103
—118	0,049374	0,039822	0,009552	0,000062
—130	0,047379	0,039676	0,007703	50
—143	0,042652	0,038985	0,003697	24

2.

Temperatur	n
21	0,000192
— 37	156
— 46	152
— 55	137
— 72	120
— 82	106
— 97	097
—115	059
—145	024

Temperatur	n	Temperatur	n
19	0,000191	18	0,000190
0	188	— 5	187
— 11	184	— 30	186
— 22	173	— 43	155
— 45	152	— 59	137
— 60	133	— 74	117
— 73	177	— 86	102
— 89	098	—102	061
— 98	087	—123	051
—106	079	—140	028
—132	043		
—144	021		

Da ich hier die Mittelwerte nicht gut behandeln kann (die Temperaturpunkte sind nämlich bei den einzelnen Versuchsreihen nicht gleich), habe ich es vorgezogen, den Gang der äußeren Reibung nach der graphischen Methode zu bestimmen (Fig. 2).

Ich habe auf diese Weise eine Kurve erhalten, die in Fig. 2 zugleich mit der graphischen Darstellung der aus der parabolischen Formel abgeleiteten Werte aufgetragen ist.

Wie es nach den bei hoher Temperatur ausgeführten Versuchen vorauszusehen war, weicht die Kurve der experimentellen Daten von der Parabel ab.

Bei den niedrigsten Temperaturen ist jedoch die Abweichung von dem parabolischen Gesetz außerordentlich fühlbarer, so daß zu ihrer Erklärung nicht mehr die Boltzmannsche Hypothese genügt, nach der die Molekeln eines Gases sich mit einer Kraft abstoßen, die zu der fünften Potenz der Entfernung umgekehrt proportional ist.

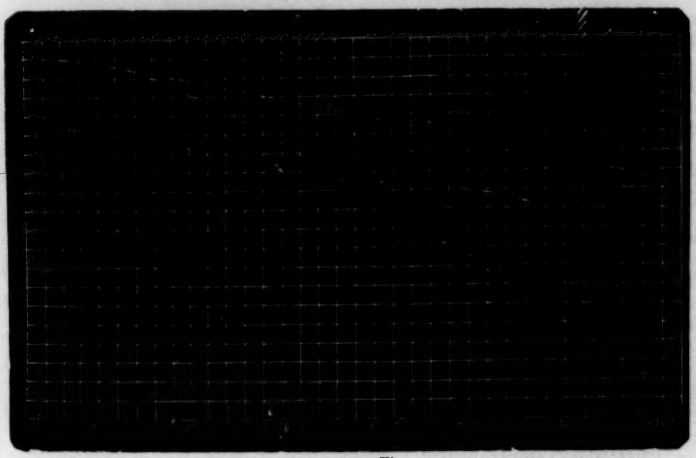


Fig. 2.

Die Abstoßung würde ganz erheblich größer sein; andererseits ist aber die Boltzmannsche Hypothese vielleicht nur ein bloßer Kunstgriff, um einige und nicht alle Eigenschaften der Gase in mathematischer Form abzuleiten. Diese Hypothese könnte denn auch in dem Mechanismus, nach dem die Gase ihre Bewegung fortpflanzen, keinerlei reellen Hintergrund haben.

Wenn man die Molekularwirkung der Bewegung, die dem Äther durch die Ionen übermittelt wird, wie es die jüngsten theoretischen Arbeiten von Lorentz als möglich erscheinen lassen, zur Erklärung der schnellen Abnahme der Reibung sollte anführen dürfen, so würde es genügen, anzunehmen, daß mit abnehmender Temperatur außer der molekularen lebendigen Kraft auch das Verhältnis zwischen der Zahl der freien Ionen und der Molekeln abnimmt.

Es dürfte sich jedoch nur mit Hilfe weiterer Versuche entscheiden lassen, ob die Lorentzsche Hypothese mit Vorteil angenommen werden kann.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 6. Juni 1906.)

BERICHTE ÜBER WISSENSCHAFTLICHE VERSAMMLUNGEN.

47. Hauptversammlung des Vereins Deutscher Ingenieure in Berlin am 11., 12. u. 13. Juni 1906.

Die diesjährige Hauptversammlung des Vereins Deutscher Ingenieure, die vom 11. bis 13. Juni in Berlin abgehalten wurde, fiel mit dem Fest des 50jährigen Bestehens des Vereins zusammen. Aus diesem Grunde waren besonders glänzende Veranstaltungen getroffen, zu denen sich 1231 Teilnehmer nebst 464 Damen in der Hauptstadt des Reiches zusammen fanden.

Nach einem glanzvollen Begrüßungsabend, den der Bezirksverein Berlin den Gästen in den Räumen des Wintergartens darbot, begannen die Verhandlungen am Montag, den 11. vormittags im Reichstag unter dem Vorsitz des Professors Slaby. Im Namen des Reiches wurde der Verein von dem Staatssekretär Graf Posadowsky begrüßt, der die Technik im Verein mit der Wissenschaft als Hebel der fortschreitenden Kultur pries. Nach weiteren Begrüßungsreden, unter denen eine große Zahl solcher von Vertretern ausländischer Ingenieurvereine sich befand, hielt

Generaldirektor Dr. Ing. von Oechelhäuser-Dessau einen formvollendeten Vortrag über „Technische Arbeit einst und jetzt".

Nicht der Unternehmungsgeist ist nach dem Vortragenden heute ein größerer wie in früheren Jahrhunderten und Jahrtausenden — man denke nur an ein Werk wie die Cheops-Pyramide — aber die Arbeit und der Arbeiter werden höher gewertet.

Am 2. und 3. Tage fanden die Verhandlungen im großen Lichthof der Technischen Hochschule zu Charlottenburg statt. Nach Er-

ledigung der geschäftlichen Angelegenheiten hielt

Professor Riedler-Charlottenburg einen Vortrag „Über die Entwicklung und Bedeutung der Dampfturbine".

Riedler ist ein eifriger Vorkämpfer für die Turbine, der die Zukunft gehöre. Ganz besonders geeignet ist sie nach ihm für elektrische Kraftwerke, für welche ihr Sieg über die Kolbendampfmaschine jetzt bereits entschieden sei. Er sagte wörtlich: „Sie ist für Kraftwerke nicht mehr die Maschine der Zukunft, sondern der Gegenwart."

Ganz richtig ist dieser Ausspruch aber wohl nicht. So hat z. B. das Elektrizitätswerk der Stadt Charlottenburg, also der Stadt, in welcher Professor Riedler selbst wirkt, erst jetzt wieder nach längeren Verhandlungen zur Erweiterung des Werkes eine 3000pferdige Kolbendampfmaschine bestellt, nicht eine Turbine. Im Vortrage Riedlers heißt es: „Die Niederdruckseite der Parsons-Turbine ist vorzüglich, und ihr verdankt sie ihre großen Erfolge; ihre Hochdruckseite aber wird eine Abänderung erfahren müssen, die von Westinghouse und von Sulzer bereits versucht ist." Daraus geht doch hervor, daß die Turbine sich noch im Stadium der Versuche befindet, was in der Diskussion von Riedlers Kollegen, Professor Krainer-Charlottenburg, scharf hervorgehoben wurde.

Die Vortragsthemata des letzten Tages lauteten

Professor Muthmann-München „Technische Methoden zur Verarbeitung des atmosphärischen Stickstoffs".

Dr. Hoffmann-Bochum „Kraftgewinnung und Kraftverwertung in Berg- und Hüttenwerken".

Der erste Redner besprach besonders das in Norwegen ausgearbeitete Verfahren von Birkeland und Eyde und das Franksche Kalkstickstoffverfahren. An seine Ausführungen schloß sich eine lebhafte Diskussion. Mit dem zuletztgenannten Vortrag erreichten die offiziellen Veranstaltungen ihr Ende. Abends fanden sich die Teilnehmer auf den Terrassen in Halensee zu einem Abschiedsfest zusammen, das leider unter der Ungunst der Witterung erheblich litt.

Die Versammlung des nächsten Jahres wird in Coblenz stattfinden.

Bruno Borchardt.

(Eingegangen 18. Juni 1906.)

BESPRECHUNGEN.

J. Thomsen, Systematische Durchführung thermochemischer Untersuchungen, Zahlenwerte und theoretische Ergebnisse. Autorisierte Übersetzung von J. Traube. gr. 8. XVI u. 382 S. Stuttgart, F. Enke. 1906. M. 5,—.

Vor Jahresfrist berichtete der Referent darüber, daß der greise Nestor der Thermochemie, dessen vierbändiges Werk über thermochemische Untersuchungen nur in deutscher Sprache erschienen war, für seine eigenen Landsleute im weiteren Sinne einen Auszug des großen Werkes publiziert habe. Dieser Auszug ist nunmehr auch in deutscher Sprache erschienen, und der Berichterstatter kann bei aller Hochschätzung des großen Meisters nicht umhin, seiner Überzeugung Ausdruck zu verleihen, daß diese Übersetzung eines Auszuges in eine Sprache, in welcher das Originalwerk vorliegt, wohl kaum als dringend notwendig zu bezeichnen ist. Etwas ganz anders wäre es, wenn es sich um eine vom Verfasser selbst veranstaltete Neuauflage oder Umarbeitung des ursprünglichen und wohl vergriffenen Originales gehandelt hätte. Die Ausführung der Übersetzung gibt, soweit der Berichterstatter dies zu kontrollieren Gelegenheit hatte, zu wesentlichen Ausstellungen keinen Anlaß, es sei denn die bedenkliche Art, in welcher der dänische Titel im Vorwort des Übersetzers zitiert wird.

E. Bose.

(Eingegangen 24. Juni 1906.)

S. Arrhenius, Theorien der Chemie. Deutsch von A. Finkelstein. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft. gr. 8. VII u. 177 S. 1906. M. 7,—, geb. M. 8,—.

Wenn ein Mann wie Arrhenius einen kurzen Überblick über die Theorien der Chemie schreibt, so bedarf es kaum der Versicherung, daß der Leser etwas Eigenartiges und Interessantes zu erwarten hat. Das ist denn auch in reichstem Maße der Fall, und es wird gewiß kein aufmerksamer Leser den lebendigen Ausführungen des großen Skandinaven folgen, ohne von dem eigenartigen Reiz derselben gefesselt zu werden.

E. Bose.

(Eingegangen 24. Juni 1906.)

Handbuch der anorganischen Chemie. In 4 Bänden herausgegeben von R. Abegg. III. Band, 1. Abteilung: Die Elemente der dritten Gruppe des periodischen Systems. Lex. 8. X u.

466 S. mit 7 Figuren. Leipzig, S. Hirzel. 1906. Subskr.-Preis M. 15,—, gebunden M. 17,—, Einzelpreis M. 17,—, gebunden M. 19,—.

Als zweiter Abschnitt des umfassenden Werkes liegt nunmehr der erste Teil des dritten Bandes vor, dessen Inhalt ebensosehr wie der früher erschienene Abschnitt den lebhaften Wunsch erweckt, daß das Erscheinen der weiteren Teile sich möglichst prompt gestalten möge. Den Physiker werden besonders im vorliegenden Teile die von den seltenen Erden handelnden Abschnitte interessieren, da sich bei diesen ja eine besondere Fülle interessanter physikalischer Eigenschaften vorfinden. Außer diesen finden sich hier die Elemente Bor, Aluminium und Thallium, sowie einige andere seltene Elemente behandelt. Der Vorteil des Ineinanderarbeitens zahlreicher in den Spezialgebieten wohlunterrichteter Mitarbeiter und die trotzdem erzielte Einheitlichkeit der Behandlung verdienen in erster Linie lobend hervorgehoben zu werden. Sollte es, wie beabsichtigt ist, gelingen, das ganze Werk in etwa zwei Jahren fertigzustellen, so wäre damit auch eine ganz beträchtliche zeitliche Einheitlichkeit erzielt, die einen weiteren nicht hoch genug zu veranschlagenden Vorzug des Ganzen darstellen würde. Da sich schon ein weiterer Teil unter der Presse befindet und die Bearbeitung des übrigen weitgehend gefördert ist, so ist hierzu begründete Aussicht vorhanden. E. Bose.

(Eingegangen 24. Juni 1906.)

Jahrbuch der Naturwissenschaften 1905 bis 1906. XXI. Jahrgang. Unter Mitwirkung von Fachgenossen herausgegeben von M. Wildermann. gr. 8. XII u. 502 S. mit 22 Abbildungen. Freiburg i/Br., Herdersche Verlagshandlung. 1906. M. 6,—, gebunden M. 7,—.

Das in Kreisen von Liebhabern der Naturwissenschaften im weiteren Sinne wohlbekannte Jahrbuch der Naturwissenschaften ist abermals erschienen. Die früheren Jahrgänge desselben sind eingehender gewürdigt worden und genügt hier daher der Hinweis, daß, was von jenen galt, auch hier lobende Erwähnung verdient. E. Bose.

(Eingegangen 24. Juni 1906.)

Weitere Literatur der physikalischen Technik.

K. Schreber u. P. Springmann, Experimentierende Physik. Zugleich vollständig umgearbeitete, deutsche Ausgabe von H. Abraham's Recueil d'expériences élémentaires de physique. II. Band. 8. 367 S. mit 450 Abbildungen u. 1 Spektraltafel. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1906. M. 8,—, gebunden M. 8,80.

Der erste Teil der nunmehr vollständig vorliegenden deutschen Ausgabe von Henri Abrahams Recueil d'expériences élémentaires de physique ist vor längerer Zeit eingehend an dieser Stelle gewürdigt worden. Es sei daher hier nur darauf hingewiesen, daß das Werk jetzt fertig erschienen ist und daß die namentlich im zweiten Teile doch ganz erheblichen Abänderungen gegen das französische Original die Brauchbarkeit des Werkes nur zu heben geeignet sind. E. Bose.

(Eingegangen 24. Juni 1906.)

F. C. G. Müller, Technik des physikalischen Unterrichts nebst Einführung in die Chemie. gr. 8. XII u. 370 S. mit 251 Abbildungen. Berlin, Otto Salle. 1906. M. 6,—.

Das vorliegende, für den angehenden Physiklehrer bestimmte Buch stellt in geschickt gewählter Form die Summe der physikalisch-technischen Unterrichtserfahrungen eines geübten Fachlehrers dar, und ist daher gewiß zur Erfüllung des beabsichtigten Zweckes wohlgeeignet. Daß das Werk auch auf pädagogische Gesichtspunkte eingeht, ist bei der langjährigen Unterrichtserfahrung des Verfassers ebenfalls nur von Nutzen. Wenig vorteilhaft wirkt dagegen der einwertige Hinweis auf bestimmte Bezugsquellen, der stellenweise ins Reklamenhafte auszuarten droht. E. Bose.

(Eingegangen 24. Juni 1906.)

Konrad Kraus, Experimentierkunde. Anleitung zu physikalischen und chemischen Versuchen in Volks- und Bürgerschulen und Fortbildungsschulen. Mit 503 Abbildungen. Wien, A. Pichlers Witwe. 1906.

Für ein niedrigeres Niveau bestimmt als das eben besprochene Buch von Müller, ist auch das Kraussche Werk das Produkt reicher Erfahrung und leistet für die Lehrer an den im Titel genannten Anstalten sicherlich Vorzügzügliches. Erfreulich ist insbesondere, daß der Verfasser sich nicht hat bestimmen lassen, wie das zurzeit in gewissen Kreisen modern ist, auf die anschaulichen Hilfsmittel der molekularen und atomistischen Vorstellungen zu verzichten. E. Bose.

(Eingegangen 24. Juni 1906.)

P. Duhem, Les origines de la statique. Tome I. gr. 8. 360 S. mit 93 Figuren. Paris, A. Herrmann. 1905. Fr. 10.

Im vorliegenden ersten Bande bietet der Verf. eine Darstellung des Entwicklungsgangs

der Statik von Aristoteles bis Descartes, die auf durchaus selbständigen Quellenstudien beruht. Diese haben den Verf. denn auch nach verschiedenen Richtungen hin zu neuen Auffassungen und Ergebnissen in der Geschichte dieser Disziplin geführt, so beispielsweise zur Kenntnis der interessanten Tatsache, daß bereits gegen 1200 herum Jordanus Nemorarius, dessen Person bis jetzt in undurchdringliches Dunkel gehüllt scheint, vom Prinzipe der Gleichheit der Arbeit Gebrauch machte, so daß der Verf. die Anfänge der heutigen Statik dahin zurückverlegen und ihre seitherige ununterbrochene Weiterentwicklung verfolgen konnte. Überrascht wird man hier, wie der Verf. eine reichliche Menge offener oder verdeckter „Übernahmen fremder Entdeckungen" in den Schriften jener Zeit nachweist, wiewohl vielleicht die eine oder andere eine wirkliche Wiederentdeckung gewesen sein könnte, oder auf die damals übliche geringe Betonung des historischen Sachverhalts zu schieben wäre. Die lebendige und angeregte, mit ausführlichen Zitaten aus den alten Schriftstellern durchflochtene Darstellung wird den Leser mit Spannung die Brücke durchwandern lassen, die ihm der Verf. von einer Zeit zur andern geschlagen hat, und sicher wird er lebhaft wünschen, baldigst die Fortsetzung des Werkes in der Hand zu haben.

G. Herglotz.

(Eingegangen 5. Mai 1906.)

A. Jaquet, Über die physiologische Wirkung des Höhenklimas. Programm zur Rektoratsfeier der Universität Basel. Lex. 8. 74 S. Basel, C. Beck. 1904. Preis M. 2,40. (Besprechung versehentlich verspätet.)

Diese Abhandlung, ebenso wie seitdem erschienene größere Werke über das Verhalten des Menschen in den Hochalpen (Mosso, Loewy und Zuntz u. a.) hat für den Physiker ihr Hauptinteresse darin, daß das Höhenklima nicht etwa nur wie eine künstlich herstellbare entsprechende Herabsetzung des Luftdruckes oder Sauerstoff-Partialdruckes wirkt, — daß vielmehr zahlreiche feine Reaktionen des Organismus, — Blutneubildung, Stoffwechseländerungen, krankhafte Erscheinungen seitens des Nerven- und Muskelsystems usw. auf weitere z. T. noch ungenügend studierte Faktoren des Hochgebirgsklimas zurückgeführt werden müssen; vor allem sind es die verschiedenen Formen strahlender Energie, welche dort oben in höherem Maße als „Reiz" auf den Organismus wirken. — Boruttau.

(Eingegangen 4. Juni 1906.)

Edwin Stanton Faust, Die tierischen Gifte. (Die Wissenschaft. Heft 9.) Lex. 8. XIV u. 248 S. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1906. M. 6,—, gebunden M. 6,80.

Ein Thema von allgemeinstem Interesse ist hier von fachkundiger Seite in knapper, dabei aber übersichtlicher und verständlicher Form behandelt worden. Auch ohne eine besondere Empfehlung wird sich das Buch einen großen Leserkreis schaffen. Max Iklé.

(Eingegangen 5. Juni 1906.)

G. F. Lipps, Die psychischen Maßmethoden. (Die Wissenschaft. Heft 10.) Lex. 8. X u. 151 S. mit 6 Abbildungen. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1906. M. 3,50, gebunden M. 4,10.

Wer den Wunsch hegt, einen Überblick über das Rüstzeug der messenden Psychologie zu gewinnen, dem wird das vorliegende zehnte Heft der Viewegschen Sammlung „Die Wissenschaft" sehr willkommen sein. Das Buch wird sich bald einen größeren Freundeskreis erwerben. Max Iklé.

(Eingegangen 5. Juni 1906.)

Moritz von Rohr, Die optischen Instrumente. (Aus Natur und Geisteswelt. 88. Bändchen.) kl. 8. V u. 134 S. mit 84 Abbildungen im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1906. Gebunden M. 1,25.

Verfasser sucht in diesem Buche die modernen Ansichten über die optischen Instrumente in einfacher Weise wiederzugeben. Im wesentlichen lehnt sich Verfasser dabei an die Anschauungsweisen E. Abbes an. Für den Physiker, wie für den Naturwissenschaftler im allgemeinen, auch für ernst strebende Optiker und Photographen, dürfte das Buch eine willkommene Erscheinung sein. Dem Programm einer „Sammlung wissenschaftlich-gemeinverständlicher Darstellungen" wäre Verf. jedenfalls besser gerecht geworden, wenn er manche Punkte mit größerer Ausführlichkeit behandelt hätte. Dem mögen sich wohl räumliche Hindernisse entgegengestellt haben. Besonderer Dank gebührt dem Autor für die Betonung des historischen Gesichtspunktes. Max Iklé.

(Eingegangen 5. Juni 1906.)

G. de Metz, La double réfraction accidentelle dans les liquides. Scientia Série Physico-Mathématique, No. 26. kl. 8. 99 S. mit 32 Figuren. Paris, Gauthier-Villars. 1906. Gebunden Fr. 2.

In dieser Monographie sucht Herr de Metz den Nachweis dafür zu erbringen, daß sehr

enge Beziehungen bestehen zwischen der durch elastische Deformationen in Flüssigkeiten erzeugten künstlichen Doppelbrechung einerseits und den Phänomenen von Kerr und Majorana andererseits. Der Verf. möchte durch seine Veröffentlichung zu einem weiteren Studium dieser Erscheinungen Anregung geben, in der Voraussicht, daß Erfolge nach dieser Richtung unsere Kenntnisse vom Wesen der Flüssigkeiten überhaupt zu erweitern geeignet sein dürften. — Das Büchlein enthält in klarer Darstellung eine Übersicht über die bisherigen einschlägigen Arbeiten, welche auch dem Nichtspezialisten schätzenswerte Aufschlüsse über dieses Gebiet geben wird. Max Iklé.

(Eingegangen 5. Juni 1906.)

W. Ahrens, Scherz und Ernst in der Mathematik. Geflügelte und ungeflügelte Worte. Gesammelt und herausgegeben. gr. 8. X u. 522 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1904. Gebunden M. 8,—.

Als ich den Titel dieses Buches las, dachte ich natürlich sofort an von Iherings berühmtes Buch Scherz und Ernst in der Jurisprudenz, und erwartete demgemäß, wie dort in den juristischen, so hier in den mathematischen „Begriffshimmel" eingeführt zu werden. Dort hoffte ich die mathematische Haarspaltemaschine zu finden, deren juristisches Gegenstück im juristischen Himmel und auch anderswo sich findet. Von alledem bietet das Buch nichts, dagegen eine unerschöpfliche Fülle von geflügelten und ungeflügelten Worten aus dem Munde der bedeutenderen Mathematiker, Astronomen und Physiker, die auf ihre Gewohnheiten, Anschauungen, wissenschaftliche Bestrebungen ein helles Licht werfen. Es ist anzuerkennen, daß die Auswahl im allgemeinen eine durchaus glückliche ist; manche wahre Perle befindet sich in dem Buche, so z. B. Boltzmanns Ausführungen über Maxwell, Kirchhoff, Beethoven usw. Leider ist auch manches Unnötige und Banale aufgenommen; zu dem ersteren rechne ich z. B. ein Zitat aus Theodor Groß' Pamphlet gegen Helmholtz, zu dem letzteren eine angebliche Bemerkung Helmholtz', daß ihm das Integrieren einer Differentialgleichung noch einmal so leicht vonstatten ginge, wenn er den „Parsifal" gehört habe. Aber es ist anzuerkennen, daß diese weitaus in der Minderzahl sind, so daß man sich an den übrigen rastlos freuen kann.

Cl. Schaefer.

(Eingegangen 6. Juni 1906.)

E. Grimsehl, Angewandte Potentialtheorie in elementarer Behandlung. Band 1. (Sammlung Schubert, 38. Band.) 8. VII u. 219 S. mit 74 Figuren. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung. 1905. Gebunden M. 6,—.

Von einem so ausgezeichneten Pädagogen wie Grimsehl darf man von vornherein ein brauchbares Buch erwarten. In dieser Erwartung wird man auch nicht enttäuscht. Der vorliegende erste Band behandelt die allgemeinen Grundlagen der Potentialtheorie und die Anwendungen auf Probleme der Gravitation und der Elektrostatik. Anerkennend hervorzuheben ist, daß das Buch physikalischen Charakter hat. Die Ableitungen sind überall durchsichtig und einfach, so daß das Ziel des Verfassers, das Buch auch für solche Leser verständlich zu machen, denen die Behandlung schwieriger mathematischer Probleme und Ableitungen fern liegt, als erreicht anzusehen ist.

Cl. Schaefer.

(Eingegangen 6. Juni 1906.)

W. Müller, Wasserkraft. Elementare Einführung in den Bau und die Anwendung der Wasserräder und Turbinen. Mit 30 Abbildungen, Berechnungsbeispielen, Fragen und Antworten, Aufgaben und Lösungen, Versuchsresultaten an einer Turbine und 1 Tafel: 11 Aufstellungsarten der Francisturbine. 8. VII u. 82 S. Hannover, Dr. M. Jännecke. 1906. Kart. M. 2.80.

Das Büchlein enthält in der Hauptsache dasjenige aus dem Gebiet der Wasserräder und Turbinen, was etwa in einer Vorlesung über beschreibende Maschinenlehre für Nichtfachleute vorzutragen wäre. Klare Bilder der Wasserkraftmaschinen tragen dazu bei, daß das Werkchen seinen Zweck gut erreicht.

H. Hort.

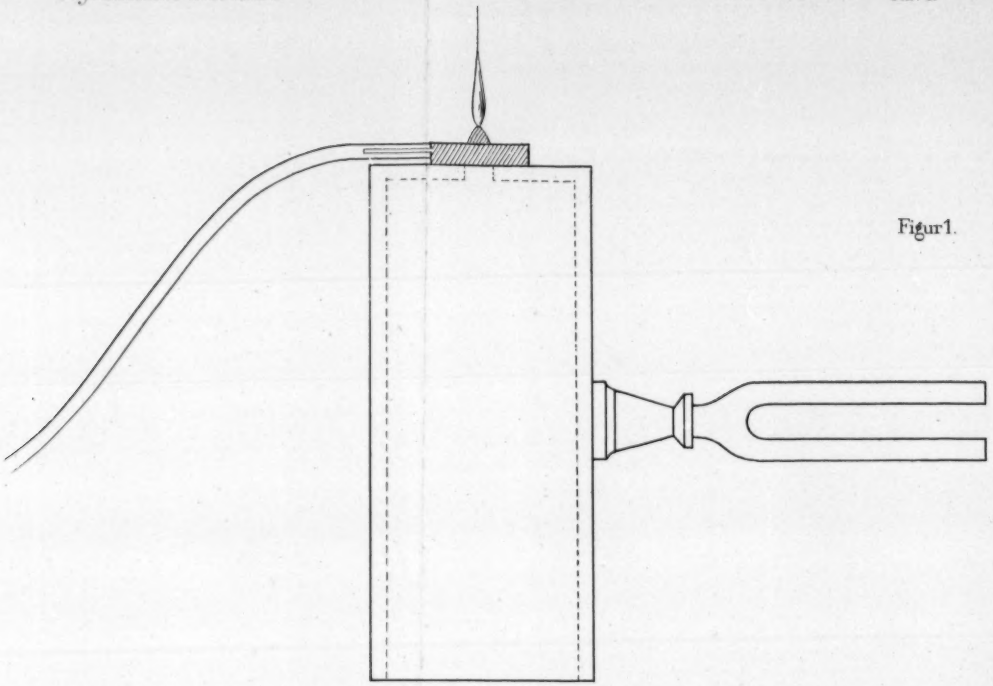
(Eingegangen 10. Juni 1906.)

Personalien.

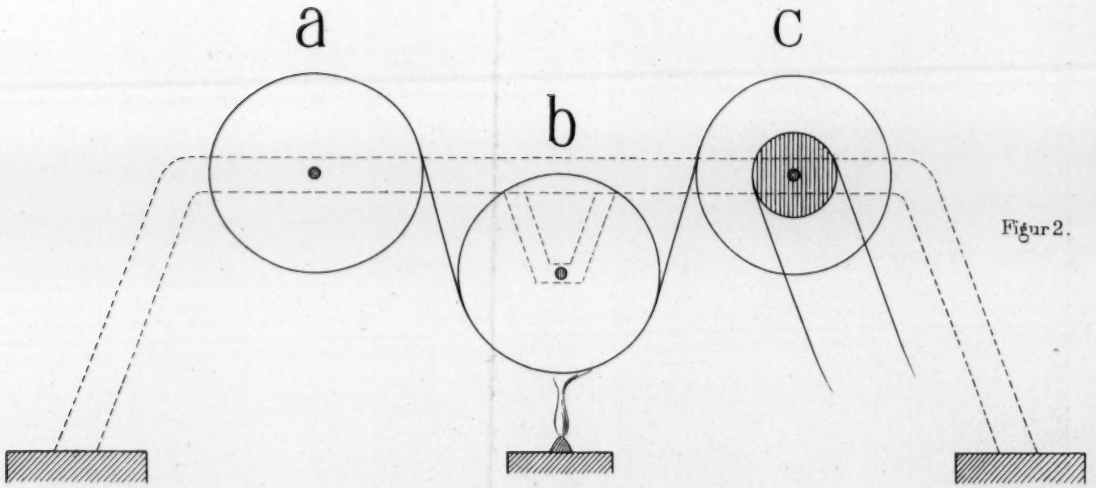
(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Im Alter von 57 Jahren ist in Stuttgart der a. o. Professor für analytische Chemie an der dortigen technischen Hochschule Dr. E. A. Kehrer gestorben.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



Figur 1.



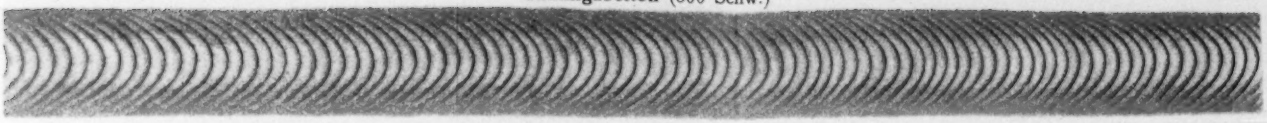
Figur 2.

Kgl. Universitäts-Druckerei von H. Stürtz, Würzburg.

Verlag von S. Hirzel-Leipzig.

Figur 3.

Stimmgabelton (300 Schw.)

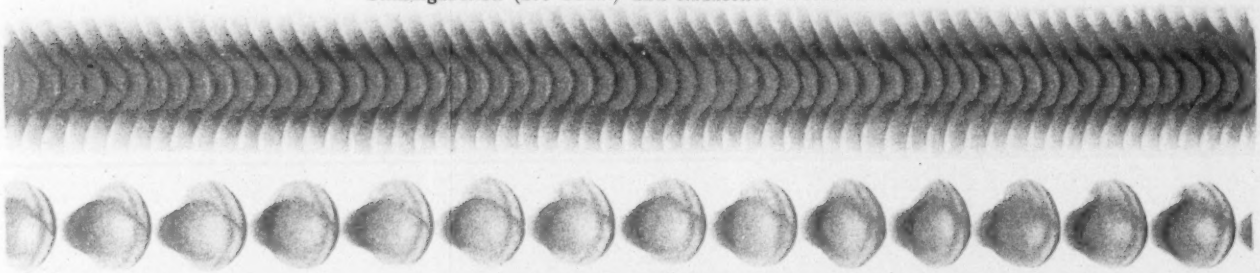


Figur 4.

Städtischer Wechselstrom.

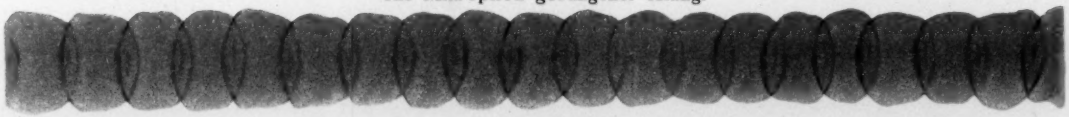
Figur 5.

Stimmgabelton (200 Schw.) **und städtischer Wechselstrom.**



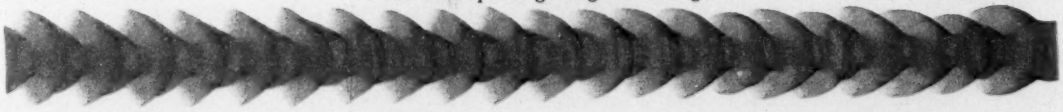
Figur 6.

Ins Mikrophon gesungener Klang.



Figur 7.

Ins Mikrophon gesungener Klang.



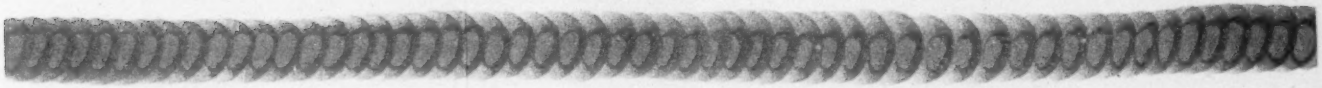
Verlag von S. Hirzel-Leipzig.

Kgl. Univers. Druckerei von H. Stürtz, Würzburg.

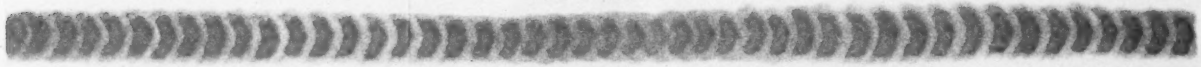
Figur 8.
Der Vokal a.

Figur 9.
Der Vokal e.

Figur 10.
Der Vokal i.



Figur 11.
Der Vokal o.



Figur 12.
Der Vokal u.

Figur 13.
Das Wort „ist".

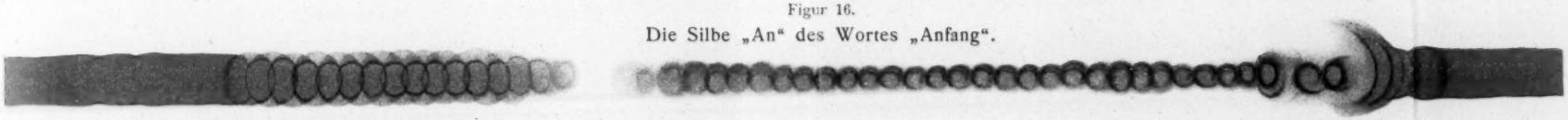
Kgl. Univers. Druckerei von H. Stürtz, Würzburg.

Verlag von S. Hirzel-Leipzig.

Figur 14.
Die Silbe „An“ des Wortes „Anfang“.

Figur 15.
Die Silbe „fang“ des Wortes „Anfang“.

Figur 16.
Die Silbe „An“ des Wortes „Anfang“.



Figur 17.
Die Silbe „fang“ des Wortes „Anfang“.

Figur 18.
Stimmgabelton (200 Schw.).

Kgl. Universitäts-Druckerei von H. Stürtz, Würzburg.

Verlag von S. Hirzel-Leipzig.